

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM TTIK
KÍSÉRLETI FIZIKAI TANSZÉK

OTDK DOLGOZAT

Egzotikus exobolygók és exoüstökösök fotometriai vizsgálata

Készítette: **Kálmán Szilárd**
csillagász MSc szakos hallgató

Témavezető: **Dr. Szabó M. Gyula**
kutatóprofesszor, Eötvös Loránd Tudományegyetem
Gothard Asztrofizikai Obszervatórium és Multidiszciplináris Kutatóközpont

Belső konzulens: **Dr. Szatmáry Károly**
egyetemi tanár, SZTE TTIK Kísérleti Fizikai Tanszék

Szeged, 2021

Tartalomjegyzék

Bevezetés	2
1. A dolgozatban vizsgált problémák	3
2. Tranzitos exobolygók fénygörbéje	4
2.1. Szélsötétedés	4
2.2. Tranzitok szélsötétedett esetben	5
2.3. Mérhető mennyiségek a fénygörbe alapján	6
2.4. Gömb alakú bolygók	7
2.4.1. Szimulációk	7
2.4.2. Elemzések	8
3. Egzotikus exobolygók fénygörbéi	9
3.1. Lapult bolygók	9
3.1.1. Az Ariel misszió	9
3.1.2. Lapult bolygók fénygörbéi az Ariel-űrteleszkóp szemével	10
3.2. Gyűrűs bolygók	11
4. Paraméterek elemzése zaj jelenlétében	16
4.1. Az ARIMA folyamat	16
4.1.1. Stacionaritás	16
4.1.2. Autokorreláció és részleges autokorreláció	16
4.2. A paraméterek eloszlásának vizsgálata	19
4.2.1. A felhasznált zajmodellek	20
4.2.2. A paraméterek meghatározása	21
5. Exoüstökösök	25
5.1. Üstökösök felépítése	25
5.1.1. A csóva kialakulása	25
5.1.2. Világító por	26
5.2. Exoüstökösök fénygörbéi	28
5.2.1. A fényszórás leírása	29
6. Exoüstökösök fénygörbéinek szimulálása	30
6.1. 73P/Schwassmann-Wachmann 3	31
6.2. C/2020 F3 (NEOWISE)	34
6.3. C/2013 A1 (Siding Spring)	38
6.4. 17P/Holmes	39
6.5. 29P/Schwassmann-Wachmann	43
6.6. Összevetés korábbi eredményekkel	44
7. Összefoglalás	45
Köszönetnyilvánítás	46
Hivatkozások	47

Bevezetés

A más naprendszerhez tartozó-, avagy extraszoláris bolygók (röviden exobolygók) vizsgálata az első fősorozati csillag körül keringő bolygó detektálása (Mayor és Queloz, 1995) után a csillagászat egyik húzóágazatává vált ¹ Ezt a tényt az is kiválóan igazolja, hogy már több űrteleszkóp is célzottan ezen tudományterület előrébb juttatására került fellövésre, és a közeljövőben újabb űreszközök beiktatása várható. Ezen űrtávcsövek közös tulajdonsága, hogy az exobolygórendszereket fotometriai úton vizsgálják, vagyis a csillag előtt elhaladó bolygó miatti apró fényességcsökkenéseket detektálják. Ezt a folyamatot egy nagysikerű modell írja le, amelyet Mandel és Agol (2002) állított fel, a dolgozat 2. fejezetében mutatom be.

A modell sikerességének legfőbb bizonyítéka, hogy ezt felhasználva fedezték fel a jelenleg ismert több, mint 4000 exobolygó jelentős többségét. Az egyszerűsége abban áll, hogy egy gömb alakú csillag előtt elhaladó, gömb alakú bolygót feltételez, ez tette lehetővé a széleskörű használatot. Amint azonban a feltevések közül akár csak az egyiket elengedjük (névlegesen: nem gömb alakú bolygóról beszélünk), a modell korlátai azonnal egyértelművé válnak.

A dolgozatom elkészítése közben alkalmam adódott a még tervezési fázisban lévő Ariel-űrteleszkóp lehetőségeinek vizsgálatára, amelytől (egyebek mellett) nagy pontosságú fotometriát várunk. A 3. fejezetben az a kérdés kerül tárgyalásra, hogy hogyan láthatnánk az Ariel-űrtávcsővel egy lapult-, vagy egy gyűrűvel rendelkező (így tehát a korábban ismerttől jelentősen eltérő, egzotikus) bolygót, illetve, hogy meg tudnánk-e különböztetni a gyűrűk miatt fellépő effektusokat a lapultság miatt fellépőktől.

A modell kapcsán egy további kérdés, hogy az mennyire érzékeny a mérések zajára. Ez a kérdéskör a dolgozat 4. fejezetében kerül tárgyalásra, a szükséges háttértudás bemutatásával együtt, két különböző zajmodellen (fehér zaj és korrelált zaj) keresztül.

Végül arra az esetre is kitérek majd, amikor a modellből magát a bolygó feltevését lehet (és kell is bizonyos rendszerekben) kizárni. Az exobolygók mellett ugyanis ismerünk extraszoláris üstökösöket, avagy exoüstökösöket is (vagy minden esetre alapos okunk van feltételezni ezek meglétét). Az ezeknél várható fénygörbék háttérét az 5. fejezetben mutatom be. Az eddig ismert exoüstökösök fénygörbéje mind beleillik a „cápauszony” leírásba (gyors leszálló-, majd lassú felszálló ág), így felmerül a kérdés, hogy milyen fénygörbét láthatnánk még. A 6. fejezet ezt a kérdéskört járja körül.

¹Ezt az eredményt 2019-ben fizikai Nobel-díjjal illették.

1. A dolgozatban vizsgált problémák

Az alábbiakban a dolgozatban vizsgált kérdések kerülnek felvázolásra.

- Az Ariel-űrteleszkóp exobolygók karakterizálására szolgál majd, nagy pontosságú fotometriára lesz képes, ráadásul az első olyan, extraszoláris bolygók vizsgálatára dedikált űreszköz lesz, amellyel többszín-fotometriát is lehet végezni. A tervezési szakaszban lévő távcső esetén fontos tudni, hogy e technológia milyen új felfedezésekhez vezethet, így lehet majd a későbbiekben eldönteni, hogy milyen megfigyelési stratégiát kell alkalmazni. Az általam vizsgált kérdések (kidolgozás a 3. fejezetben):
 - ★ Lehetséges-e detektálni egy exobolygó lapultságát az Ariel-űrteleszkóp műszereivel?
 - ★ Milyen új lehetőségeket nyújthat a háromszín-fotometria?
 - ★ Lehetséges lenne gyűrűs bolygók detektálása?
 - ★ El lehet dönteni, hogy sűrű gyűrűvel rendelkező-, vagy lapult bolygóról van szó?
- Ahogy minden valós mérés, úgy az exobolygók vizsgálatára használt fotometria is zajjal terhelt eredményeket ad, a nagyobb pontosságú megfigyeléshez pedig ezt valahogyan korrigálni kellene (esetleg már a tervezés, vagy a mérési stratégia megválasztása alatt), amihez először meg kell ismerni a hatását. Az általam ebben a témakörben vizsgált kérdések (kidolgozás a 4. fejezetben):
 - ★ Mekkora bizonytalansággal lehet meghatározni az exobolygókat jellemző paramétereket abban az (idealizált) esetben, ha tisztán fehér zajjal számolunk?
 - ★ Mekkora ugyanez a bizonytalanság, ha a valóságban előforduló korrelált zajjal terhelt fénygörbét tekintünk?
- Az idealizált, gömb alakú bolygóktól már a 3. fejezetben is eltértem, de mára nagy valószínűséggel feltehető, hogy léteznek exoüstökösök is. Az ilyen objektumokra vonatkozó korábbi ismereteink csak annyit mondanak, hogy az exoüstökösök fénygörbéje cápauszony alakú. Az általam ebben a témakörben vizsgált kérdések (kidolgozás a 6. fejezetben):
 - ★ A Naprendszerből ismert, hosszú csóvával rendelkező üstökösök esetén visszakapjuk a cápauszony alakú fénygörbét?
 - ★ A fény előreszórása miatti felfényesedéseket hogyan lehet modellezni egy exoüstökös tranzitja során?
 - ★ A közönséges üstökösök esetére mennyire van összhangban a szimulált fénygörbe a korábbi megfigyelésekkel?
 - ★ Felhasználva a Naprendszerből ismert további, egzotikusabb üstökösök alakját, milyen fénygörbéket kaphatunk még?

2. Tranzitos exobolygók fénygörbéje

Az exobolygóvadászat jelenleg legsikeresebb módja a csillagok fényességének vizsgálatán alapul, amennyiben ugyanis egy exobolygó keringési síkja megfelelő irányban áll, azaz a pályainklinációja $\sim 90^\circ$, a megfigyelőtől nézve periodikusan fényességcsökkenéseket (ún. „tranzitokat”) okoz a csillaga fényében – ekkor beszélünk *tranzitos exobolygóról*. Az ilyen fénygörbék analitikus modellezéséhez tekintsük először a legegyszerűbb esetet: egy egyenletesen kivilágított, gömb alakú csillag előtt áthaladó, teljesen átlátszatlan gömb alakú bolygót – ezzel tulajdonképpen két körlap metszetét vizsgáljuk.

Jelölje d a csillag középpontjától a bolygó középpontjáig mért távolságot, R_S és R_p a csillag- és a bolygó sugarát, $p = \frac{R_p}{R_S}$ a sugarak arányát, $z = \frac{d}{R_S}$ a középpontok szeparációjának normáltját, F pedig a mért fluxust a nem eltakart csillag fluxusához viszonyítva. Ekkor a fénygörbét az $F^e(p, z) = 1 - \lambda(p, z)$ egyenlet írja le (Mandel és Agol, 2002), ahol

$$\lambda(p, z) = \begin{cases} 0, & \text{ha } 1 + p < z \\ \frac{1}{\pi} \left(p^2 \kappa_0 + \kappa_1 - \sqrt{\frac{4z^2 - (1 + z^2 + p^2)^2}{4}} \right), & \text{ha } |1 - p| < z \leq 1 + p \\ p^2, & \text{ha } z \leq 1 - p \\ 1, & \text{ha } z \leq p - 1, \end{cases} \quad (1)$$

ahol $\kappa_0 = \arccos \frac{p^2 + z^2 - 1}{2pz}$ és $\kappa_1 = \arccos \frac{1 - p^2 + z^2}{2z}$. Ennél bonyolultabb (és ezáltal pontosabb) modelleknek azonban figyelembe kell venniük, hogy a csillagokat sohasem egyenletesen kivilágított körlapoknak látjuk, fellép ugyanis a szélsötétedés jelensége.

2.1. Szélsötétedés

A Nap korongját (a látható tartományban) ábrázoló felvételeken egyértelműen látszik, hogy az a közepén a legfényesebb, a peremén pedig a leghalványabb – ezt a jelenséget nevezzük szélsötétedésnek, vagy peremsötétedésnek. Szélsötétedést ugyan közvetlenül csak a Nap esetében tudunk megfigyelni, elméleti úton azonban más csillagok esetére is meghatározható.

A jelenség értelmezéséhez vezessük be egy sugárzó közegre a τ_λ optikai mélységet:

$$\tau_\lambda = \int_0^s \kappa_\lambda \rho ds', \quad (2)$$

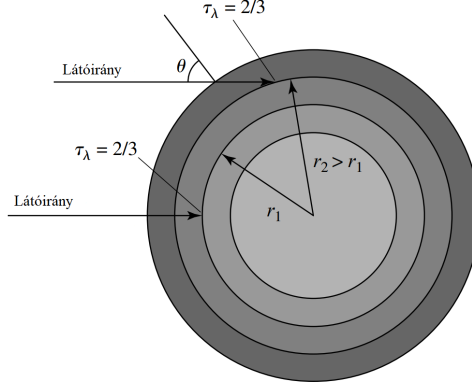
ahol κ_λ az opacitás, ρ a vizsgált közeg sűrűsége, s pedig a sugárzás mentén mért távolság. Az optikai mélységre fennáll, hogy λ hullámhosszúságú fotonok $\tau_\lambda = \frac{2}{3}$ -os értékig tudnak távozni egy csillagból, vagyis eddig „látunk bele” egy csillagba (Carrol és Ostlie, 2014). A csillagok légkörében azonban a mélyebben fekvő rétegek forróbbak, vagyis a korong közepét világosabbnak látjuk (1. ábra).

A szélsötétedés matematikai leírásához tekintsük a radiatív transzfer egyenletét (Carrol és Ostlie, 2014):

$$\frac{dI_\lambda}{d\tau} = I_\lambda - S_\lambda, \quad (3)$$

ahol I_λ a fényintenzitás λ hullámhosszon, $S_\lambda = \frac{j_\lambda}{\kappa_\lambda}$ az ún. forrásfüggvény, j_λ pedig az emissziós koefficiens (feketetest-sugárzásra ez természetesen a Planck-görbével egyezik meg). A csillag atmoszféráját plánparalell közelítésben tekintve a differenciálegyenlet megoldása (Sánchez-Bajo és mtsai., 2001):

$$I_\lambda(\Theta) = \int_0^\infty \frac{S_\lambda}{\cos \Theta} e^{-\frac{\tau_{\lambda,v}}{\cos \Theta}} \tau_{\lambda,v}, \quad (4)$$



1. ábra. A szélsötétedés szemléltetése. A csillag korongjának közepét megfigyelve a látóirány és a sugárzás iránya egybeesik, míg a perem felé közeledve a kettő által bezárt Θ szög egyre nő, ez pedig azt eredményezi, hogy a centrumtól távolabb látjuk (r_1 és r_2 a csillag középpontjától mért távolságokat jelöli) a $\tau_\lambda = \frac{2}{3}$ -os optikai mélységet, a csillagok légkörében fellépő hőmérsékletgradiens miatt pedig a korong középpontja fényesebbnek látszik. [Carrol és Ostlie (2014) 12. ábra alapján]

ahol $\tau_{\lambda,v}$ a látóirányban mérhető optikai mélység, Θ pedig a látóiránnyal bezárt szög. Természetes módon a (4) egyenlet különböző forrásfüggvényekre különböző szélsötétedés-modelleket ad, így lehet például lineáris (Milne, 1921):

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - u_0(1 - \mu), \quad (5)$$

vagy másodfokú (Wade és Ruciński, 1985):

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - u_1(1 - \mu) - u_2(1 - \mu)^2, \quad (6)$$

ahol $\mu = \cos \Theta$, u_0 , u_1 és u_2 pedig kiszámítható együtthatók.

2.2. Tranzitok szélsötétedett esetben

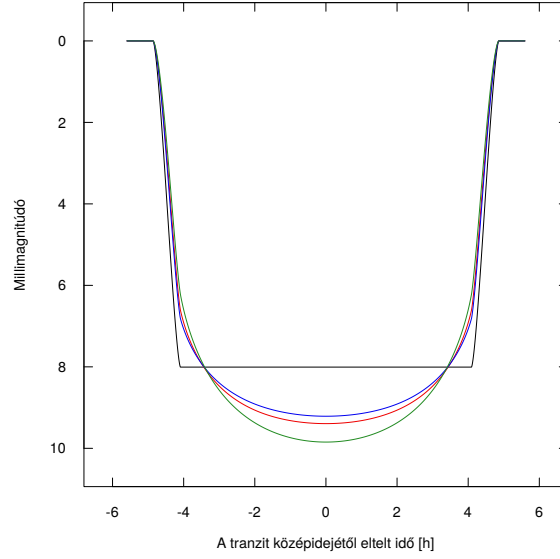
Figyelembe véve a szélsötétedést is, egy tranzitos exobolygó fénygörbéjét az

$$F(p, z) = \frac{\int_0^1 dr I(r) \frac{dF^e(\frac{p}{r}, \frac{z}{r}) r^2}{dr}}{\int_0^1 dr 2r I(r)} \quad (7)$$

egyenlet adja (Mandel és Agol, 2002), ahol r a normált radiális koordináta a csillag korongján és $\cos \Theta = \sqrt{1 - r^2}$, $F^e(p, z)$ pedig az egyenletes megvilágítású eset fénygörbéje. Bevezetve az $\Omega = \frac{6-2u_1-u_2}{24}$ jelölést, valamint feltéve, hogy a bolygó sugara kicsi ($p \leq 0, 1$) – vagyis a csillagkorong fényessége jó közelítéssel állandó a bolygó korongja alatt (Perryman, 2018):

$$F(p, z) = 1 - \frac{1}{4\Omega(1-a)} \int_{z-p}^1 I(r) 2r dr \left(p^2 \arccos \frac{z-1}{p} - (z-1) \sqrt{p^2 - (z-1)^2} \right), \quad (8)$$

ahol a a bolygó pályájának félnagyitengelye. Amint azt a 2. ábra kiválóan szemlélteti, a szélsötétedés figyelembe vétele kifejezetten fontos.



2. ábra. Egy tranzitos exobolygó szimulált fénygörbéje különböző szélsötétedések esetén (piros, kék és zöld, azaz $u_{1p} = 0,2986$, $u_{2p} = 0,2884$, $u_{1k} = 0,2798$, $u_{2k} = 0,2256$, $u_{1z} = 0,4201$ és $u_{2z} = 0,2807$), valamint egyenletesen kivilágított csillagnál (fekete, azaz $u_{1f} = u_{2f} = 0$).

2.3. Mérhető mennyiségek a fénygörbe alapján

A tranzitos exobolygók fénygörbéjéből meghatározható mennyiségek értelmezéséhez definiáljuk először az alábbiakat (3. ábra):

1. kontaktus: a bolygó korongja kezd belépni a csillagkorong elé;
2. kontaktus: a bolygó korongja teljesen belépett a csillagkorong elé;
3. kontaktus: a bolygó korongja kezd kilépni a csillagkorong elől;
4. kontaktus: a bolygó korongja teljesen kilépett a csillagkorong elől.

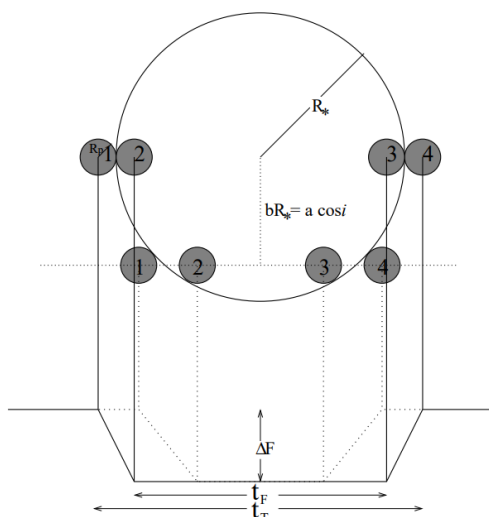
Egy tranzitos exobolygó fénygörbéje alapján 4 alapvető mennyiséget lehet meghatározni (Seager és Mallén-Ornelas, 2002): a bolygó P keringési periódusát, a ΔF tranzitmélységet, a tranzit teljes hosszát (t_T , 1. és 4. kontaktus között eltelt idő), valamint a tranzit lapos részének hosszát (t_F , 2. és 3. kontaktus között eltelt idő), utóbbi három látható a 3. ábrán.

Geometriai megfontolások alapján az alábbi egyenletrendszer állítható fel (Seager és Mallén-Ornelas, 2003):

$$\Delta F \approx \left(\frac{R_p}{R_s} \right)^2 = p^2, \quad (9)$$

$$\sin \frac{t_T \pi}{P} = \frac{R_s}{a} \sqrt{\frac{(1+p)^2 - \left(\frac{a}{R_s} \cos i \right)^2}{1 - \cos^2 i}}, \quad (10)$$

$$\frac{\sin \frac{t_F \pi}{P}}{\sin \frac{t_T \pi}{P}} = \sqrt{\frac{(1-p)^2 - \left(\frac{a}{R_s} \cos i \right)^2}{(1+p)^2 - \left(\frac{a}{R_s} \cos i \right)^2}}, \quad (11)$$



3. ábra. *Exobolygók tranzitját szemléltető sematikus ábra. [Seager és Mallén-Ornelas (2003), 1. ábra]*

ahol i a pálya hajlásszöge. Szokás a $b = \frac{a}{R_S} \cos i$ jelölést használni, b -t ekkor ütközési paraméternek nevezzük, fizikai tartalma, hogy a bolygó korongjának középpontja mennyire közelíti meg a csillag korongjának középpontját (3. ábra). Látható tehát, hogy a négy alapvető mennyiség kimérésével a bolygót jellemző fizikai paraméterek is meghatározhatóak (a csillag sugarának függvényében).

2.4. Gömb alakú bolygók

A későbbiekben tanulmányozásra kerülő érdekesebbnél érdekesebb fénygörbék vizsgálata előtt szeretném bemutatni a szimulációk és elemzések gyakorlati megvalósítását ezen a fent vázolt eseten keresztül, névlegesen: egy gömb alakú csillag előtt (amely feltevés egyébként minden egyes szimulációnál fennáll) elhaladó gömb alakú bolygó esetét.

2.4.1. Szimulációk

A különböző fénygörbék elkészítéséhez egy R -ben (R Core Team, 2018) írt kódot használtam, ennek segítségével visszavezette a problémákat képfeldolgozásra. A kódnak három elkülöníthető része van: először megrajzolja a (szélsőtétedett) csillag korongját, majd egy teljesen átlátszatlan bolygókorongot² (ez jelen esetben csak egy kör), végül kiszámolja a tranzitban tapasztalható fényességcsökkenést. Az utóbbi lépésnél azzal a közelítéssel élünk, hogy a tényleges tranzit időtartama sokkal rövidebb a teljes periódusnál, vagyis a bolygó pályájának releváns szakasza közelíthető egy egyenessel, ez pedig azt eredményezi, hogy a fénygörbe egyszerűen a csillag és a bolygó képének konvolúciója.

Az eljárás hátránya, hogy a pixelenkénti számolás következtében az eredmény nem lesz tökéletesen folytonos – ezt korrigálni csak a két kép méretének növelésével lehet, a futásidő rovására. Optimálisnak végül egy $R_S = 4000$ px sugarú csillag előtt elhaladó, Szaturnusz méretű ($p = 0,0857$) óriásbolygót választottam, az ütközési paramétert ebben az esetben 0-nak rögzítve.

²Ezt úgy lehet figyelembe venni, hogy míg a csillag korongját ábrázolva az egyes pixelek intenzitása a (6) egyenlettől függően ≤ 1 , addig a bolygó képén minden pixel értéke pontosan 1.

Végül, hogy az eredményeket elemezhetővé tegyem, a (10) egyenleten keresztül a Merkúr pályájának ($a \approx 52 \cdot 10^6$ km, $P \approx 87$ nap) megfelelő idő-adatokat rendeltem a számolt fényességekhez, amelyeket egyébként a csillag rendszerében mért magnitúdóban adok meg.

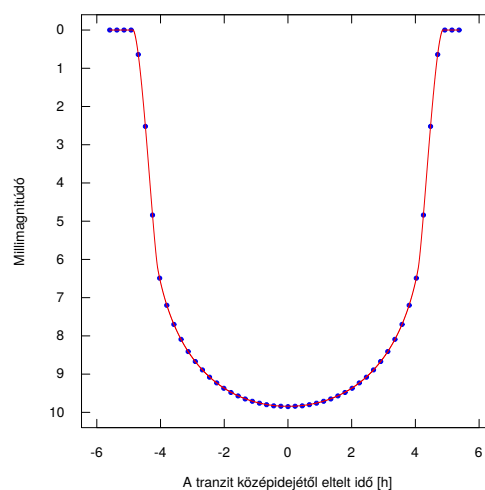
2.4.2. Elemzések

A szimulációk során kapott fénygörbéket a parancssorból futtatható FITSH/*lfit* kód (Pál, 2012) segítségével elemeztem. Ez a szoftver 1000 iterációjú Markov-lánc Monte Carlo illesztést végez négy fő paraméterre, ezek pedig: a tranzit t_C középideje, a sugarak p aránya, az ütközési paraméter négyzete (b^2), valamint az $\omega = \frac{a}{R_S} \frac{2\pi}{P} \sqrt{1 - b^2}$ (Pál, 2009). A program minden lépésben kiszámítja a χ^2 értékét, ennek minimalizálásával lehet a legjobban illeszkedő modellt meghatározni.

A szimulációhoz használt és az illesztett paramétereket az 1. táblázat tartalmazza, míg a két görbe a 4. ábrán látható. A bemenő és illesztett paraméterek közötti elhanyagolható eltérés bizonyítja azt a tényt, hogy a fentebb vázolt szimuláció és modellezés kompatibilisek egymással, vagyis ezt az eljárást gond nélkül lehet szélesebb körben is alkalmazni. A későbbiekben egyértelművé váló okok miatt fontos kiemelni, hogy a szélsőtétedési együtthatók mindkét lépésben $u_1 = 0,4201$ és $u_2 = 0,2807$ voltak, amely értékek az Ariel-űrteleszkóp *VisPhot* szűrőjében egy Naphoz hasonló csillagnak felelnek meg.

Vizsgált paraméter	Bemenő érték	Illesztett érték
t_C [nap]	0	$2 \cdot 10^{-5}$
p	0,0857	0,0857
b	0,0	0,0
ω [nap $^{-1}$]	5,365	5,363

1. táblázat. A 4. ábrán látható szimulált fénygörbe bemenő paraméterei és a rájuk illesztett görbéből meghatározható értékeik, $\chi^2 = 0,00064$.



4. ábra. Az exobolygók fénygörbéinek vizsgálatára szolgáló módszer alapjának szemléltetésére szolgáló ábra. Kékkel a „mért” pontok-, pirossal a rájuk illesztett görbe látható (részleteket lásd a szövegben).

3. Egzotikus exobolygók fénygörbéi

A 2. fejezetben tárgyalt leírás a gömb alakú bolygókra vonatkozik, azonban például a gyors forgás következtében kialakulhatnak forgási ellipszoid alakú planéták is. Erre a saját naprendszerünkben is láthatunk példákat, ugyanis ilyen a Jupiter és a Szaturnusz is, sőt, utóbbi kiterjedt gyűrűrendszerrel is rendelkezik. Jogos tehát a feltevés, hogy más csillagok körül is létezhetnek ilyen „egzotikus” exobolygók. Az ilyen objektumok által mutatott fénygörbék szimulációja és elemzése megegyezik azzal, amit a körlap alakú bolygókorongok esetében bemutattam.

3.1. Lapult bolygók

A gyors forgás következtében ellipszoid alakot felvevő bolygók fénygörbéinek vizsgálata nem újkeletű probléma, számos kutatás foglalkozott már ezzel a témakörrel (pl. Carter és Winn, 2010; Akısanmi és mtsai., 2020). A bolygókorongot ebben az esetben az ún. lapultsági paraméter jellemzi:

$$f = \frac{R_{Eq} - R_{Pol}}{R_{Eq}} \approx \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{\omega_{max}^2}, \quad (12)$$

ahol R_{Eq} az egyenlítői-, R_{Pol} a poláris sugár, ω a bolygó forgásának szögsebessége és $\omega_{max} = \frac{GM}{R_E^2}$ a forgási szétesés határán mérhető maximális szögsebesség (Murray és Dermott, 1999; Carter és Winn, 2010). Az ilyen irányba történt korábbi vizsgálatok mind arra a konklúzióra jutottak, hogy egy lapult bolygó fénygörbéje a gömb alakúétól főként a csillagkorong elé történő belépéskor-, valamint az onnan való kilépéskor tér el.

Visszatérve most az alapeset bemutatásához használt paraméterekhez (egy Naphoz hasonló csillag, ami körül egy $p = 0,0857$ sugárárányú bolygó kering $b = 0$ -val és $P = 87$ napos periódussal), azt láthatjuk az 5. ábra bal paneljein, hogy ha nem a jó szélsőtétedési együtthatókkal végezzük el az illesztést (jelen esetben $u_1 = 0,2798$ és $u_2 = 0,2256$), akkor a reziduálok alakja hasonló lesz ahhoz, amit egy elliptikus bolygónál (ebben az esetben $f \sim 0,5$) tapasztalánk (5. ábra jobb paneljei).

A küldetésüket már befejezett exobolygók tanulmányozására szolgáló űrtávcsövek, mint a CoRoT³ vagy a Kepler, valamint a most üzemelő űrteleszkópok, mint a TESS⁴ és a CHEOPS⁵ közös tulajdonsága, hogy nem képesek többszín-fotometriára, azaz csak egyetlen, széles fotometriai sávban végeznek méréseket, ez pedig esetlegesen feloldatlanul hagyhatja a szélsőtétedés-lapult bolygó kettősség problémáját (amint az az 5. ábrán, illetve annak leírásában is látható). Feltehetőleg ennek a következménye, hogy ugyan az 5. ábra bal alsó panelje kvalitatíve jó összhangot mutat Barnes és Fortney (2003), Carter és Winn (2010) és Akısanmi és mtsai. (2020) eredményeivel, ennek a dualitásnak a korábbi tanulmányok nem szenteltek különösebb hangsúlyt. A jövő azonban ebben az irányban is tartogat előrelépést, elsőként az Ariel-űrteleszkópnak⁶ köszönhetően.

3.1.1. Az Ariel misszió

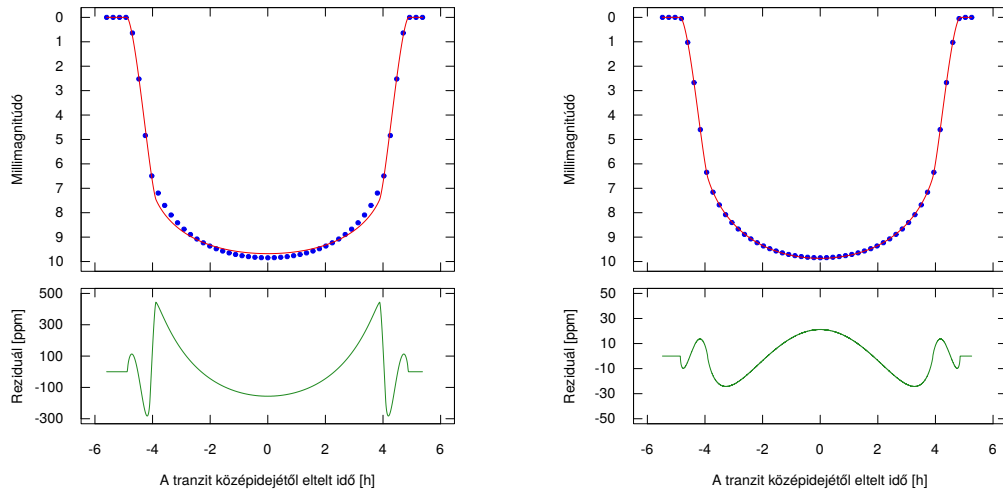
Az ESA Ariel-űrteleszkópja várhatóan az évtized végén kerül majd fellövésre, küldetése során pedig kb. 1000, előre kiválasztott exobolygórendszert vizsgál majd meg (ellentétben például a

³Convection, Rotation and planetary Transits

⁴Transitint Exoplanet Survey Satellite

⁵CHaracterising ExOPlanets Satellite

⁶Atmospheric Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey



5. ábra. Egy kör alakú bolygókorong tranzitja a nem megfelelő u_1 , u_2 értékkel megillesztve (bal felső panel), az illesztés reziduáljai (bal alsó panel, $\chi^2 = 489,73$), és egy ellipszis alakú bolygókorong a megfelelő u_1 , u_2 értékekkel megillesztve (jobb felső panel), valamint az illesztés reziduáljai (jobb alsó panel, $\chi^2 = 3,73$). Érdemes megfigyelni az alsó paneleken látható görbék között felfedezhető hasonlóságokat, főként, hogy a legkomolyabb eltérést az illesztett görbétől a belépésnél, kilépésnél és a csillagkorong közepénél is fel lehet fedezni, továbbá azt is, hogy a szélsőtétedés megfelelő kezelése mennyit képes javítani az illesztésen.

Kepler-űrtávcsővel, amely exobolygók felfedezésére volt hivatott). Az $1,1 \text{ m} \times 0,7 \text{ m}$ -es elliptikus főtükrevel gyűjtött fényt spektroszkópai és fotometriai műszerekkel történő egyidejű vizsgálata is lehetséges lesz, valamint az $1,24 - 1,92 \text{ }\mu\text{m}$ -es hullámhosszszávban meghatározható alacsony felbontású spektrumokat lehet majd fotometriai célokra is felhasználni (Szabó és mtsai., 2021).

Az Ariel-űrtávcső lesz az első olyan exobolygók tanulmányozására dedikált űreszköz, amely rövid mintavételezési idővel tud háromszín-fotometriát végezni a *VisPhot*, az *FGS1* és az *FGS2* szűrőkön át (2. táblázat).

Szűrő neve	Centrális hullámhossz [μm]	Sáv szélesség [μm]
VisPhot	0,55	0,1
FGS1	0,70	0,2
FGS2	0,95	0,3

2. táblázat. Az Ariel-űrteleszkóp fotometriai sávjai. [Szabó és mtsai. (2021) alapján]

3.1.2. Lapult bolygók fénygörbéi az Ariel-űrteleszkóp szemével

Az exobolygók lapultsága kapcsán a szimulációkhoz eddig használt fő paramétereken (p és b) kívül két újabb tényező jelenik meg a bolygókorong ellipticitása miatt: az ellipszis f lapultsága, valamint a bolygó forgástengelye és a keringési pálya által bezárt ϑ szög. A háromszín-fotometria által ezen a területen nyújtott lehetőségek megvizsgálása céljából 3 esetet szimuláltam (mindeközben a már bemutatott $p = 0,0857$ -es sugárárányt és a Merkúr pályáját alapul véve):

A : $f \sim 0,5$ -ös lapultságú (a forgási szétszakadás határán lévő), $b = 0$ -s ütközési paraméterű és $\vartheta = 0^\circ$;

B : $f \sim 0,5$ -ös lapultságú, $b = 0,25$ -ös ütközési paraméterű, $\vartheta = 30^\circ$;

C : $f \sim 0,1$ -es lapultságú (Szaturnuszhoz hasonló), $b = 0,25$ -ös ütközési paraméterű, és $\vartheta = 30^\circ$.

A konfiguráció sematikusan a 6. ábra bal felső paneljén látható, az egyes esetekben mérhető fénygörbék az A, B és C paneleken pontokkal ábrázolva láthatóak.

A kapott fénygörbékre ismét a FITSH/*lfit*-be belefoglalt Mandel és Agol (2002) modellt illesztettem (a *VisPhot*, *FGS1* és *FGS2* szűrőknek megfelelő szélsőtétedési együtthatókkal), ezeket az A, B és C paneleken a pontoknak megfelelő színű görbék jelképezik.

A háromszín-fotometria egyik nagy előnye a reziduálok elkészítésénél mutatkozik meg. Mivel az *lfit* kör alakú bolygókorongok illesztését végzi, így az ettől való eltérést a p , b és ω paraméterek módosításával tudja kompenzálni, minden szűrőben kicsit másképp. Fizikailag azonban azt várjuk, hogy egy bolygó mérete és pályájának beállítása ne függjön a megfigyelés hullámhosszától. Ennek megvalósítására a *VisPhot*, *FGS1* és *FGS2* szűrőkben meghatározott p és b értékeket⁷ a szintén meghatározott bizonytalanságukkal súlyozva használtam egy olyan fénygörbe elkészítésére, amely már szín-független. Ebből levonva az egyes szűrőkben szimulált értékeket megkaphatóak az A, B és C panelek alsó részein látható reziduálok.

Az A eset szimmetrikussága miatt a reziduáloktól is szimmetriát várunk, ez teljesül is, azonban ehhez hasonló reziduálokat korábbi publikációkban nem lehet találni. Érdemes kiemelni, hogy a három reziduál ugyan követi egymást, azonban jelentős különbségeket lehet felfedezni közöttük – ugyanez igaz a B és C esetekre is. Utóbbiaknál a konfigurációból származó aszimmetria is fellép, ezekben a kapott eredmények jó összhangban vannak pl. Akinsanmi és mtsai. (2020) által kapott eredményekkel.

Egy újabb fontos pont a lapult bolygók Ariel-úrteleszkóppal történő detektálása mellett, hogy fotometriai műszereivel a pontosságot várhatóan 20 ppm-ig lehet majd levinni, ez pedig azt jelenti, hogy a 6. ábrán látható összes esetet (a maguk ≈ 50 , ≈ 70 és ≈ 300 ppm-es amplitúdóival) látni lehetne, azaz például egy Szaturnuszhoz hasonló lapultságú és méretű exobolygót is láthatnánk egy Naphoz hasonló csillag körül (a gyűrűrendszere nélkül is) – és természetesen elmondhatnánk róla, hogy az nem egyszerűen gömb alakú. Mi több, a B esetben azt is láthatnánk a fentebb leírt módon előállított reziduáloknál, hogy azok különböző szűrőkben jelentősen eltérnek egymástól.

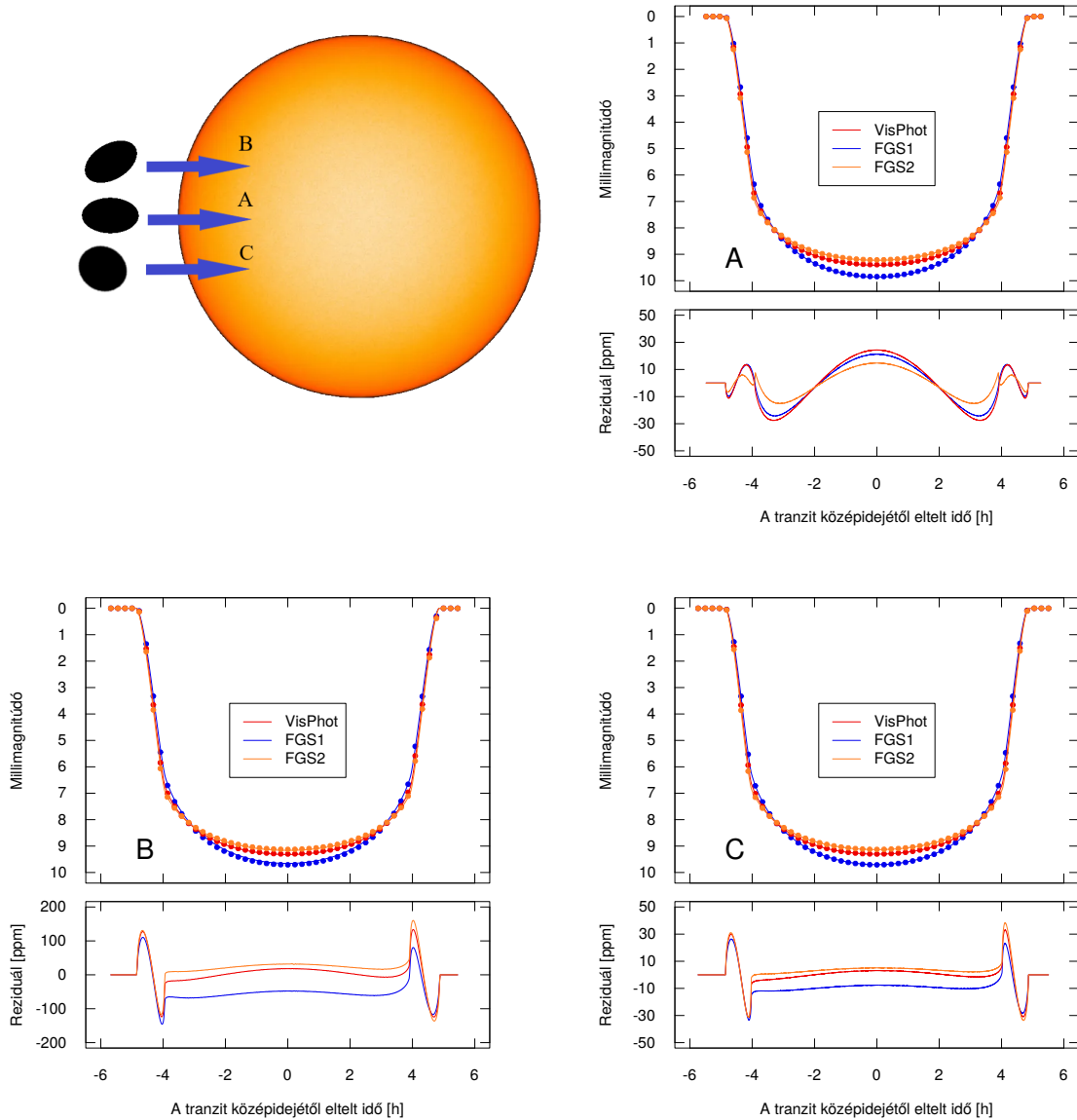
A 3. táblázatban a bolygó- és csillagsugarak p arányának és a b ütközési paraméter elfogadott értékei láthatóak. Összevetve a vázolt esetekkel kitűnik, hogy míg a Szaturnusz-szerű bolygó esetén az illesztő algoritmus hibahatáron belül *a priori* információ nélkül meghatározza a szimulált bolygó releváns értékeit, addig a forgási felszakadáshoz közelítő bolygó esetében ez egyáltalán nincs így.

Az eredmények várhatóan a Szabó és mtsai. (2021) cikkben kerülnek közlésre.

3.2. Gyűrűs bolygók

A fentebb látható ellipszis alakú bolygók fénygörbéinek kiszámítása csak akkor egzakt, ha feltesszük, hogy a bolygó teljesen átlátszatlan testként viselkedik a releváns hullámhossztartományban, és nem végez precessziót. Előbbi a Naprendszerből ismertek alapján egyáltalán nem

⁷A t_C és ω változóiban a három szín közötti különbség elhanyagolható volt.



6. ábra. Az exobolygók lapultságának fénygörbéjükre gyakorolt hatását bemutató ábra. A jobb felső panelen a 3 szimulált konfiguráció látható, míg az A, B és C panelek az egyes esetekben kapott fénygörbéket, a rájuk illesztett modelleket és a kettő különbségeket mutatják.

Vizsgált paraméter	A eset	B eset	C eset
p	$0,0878 \pm 1,7 \cdot 10^{-4}$	$0,0867 \pm 1,5 \cdot 10^{-4}$	$0,0859 \pm 0,2 \cdot 10^{-4}$
b	$0,432 \pm 0,011$	$0,416 \pm 0,06$	$0,285 \pm 0,028$

3. táblázat. A p és b paraméterek súlyozott átlaga és súlyozott bizonylatanságai a három vizsgált szimuláció során.

elvárhatatlan egy exobolygótól sem, viszont a precesszió jelensége sok helyen megjelenik. Ez a szimulációk szempontjából két dolgot jelentene:

- az ellipszoid csillagfényt takaró vetülete, azaz a bolygókorong mérete változhat;
- a ϑ szög is változhat.

Ha azonban élünk azzal a feltevessel, hogy egyetlen tranzit időtartama alatt ez a jelenség elhanyagolható (kiindulva például a Föld forgástengelyének 26000 éves „billegéséből”, ami a tranzit néhány órájához képest teljesen elhanyagolható), akkor az egyes tranzitokra máris egzakt szimulációkat kapunk.

A 6. ábra alsó paneljeihez hasonló fénygörbét eredményezne azonban az is, ha nem pusztán egy ellaposodott bolygóról lenne szó, hanem pl. egy tényleges Szaturnuszról, azaz egy kiterjedt, sűrű gyűrűvel rendelkező exobolygóról. Ez a helyzet azonban jóval összetettebb és számos új változót hoz be a képbe: a gyűrű külső és belső sugarait, a benne lévő anyag mennyiségét és milyenségét az opacitásán keresztül, valamint a gyűrű normálisának a keringési iránnyal bezárt szögét. Továbbá, várható, hogy a gyűrűben lévő por miatt fellépő szórás fénytöbbletbe vezet (Sucerquia és mtsai., 2020).

A gyűrűs exobolygók tanulmányozása szintén nem újkeletű dolog: Barnes és Fortney (2004) alaposan körbejárták az imént említett konfigurációkat és problémákat, míg Heising és mtsai. (2015) a Kepler-adatbázisban meglévő 21 potenciálisan gyűrűvel rendelkező bolygó vizsgálatát végezték el. Korábbi tanulmányok azonban (tudomásom szerint) nem foglalkoztak „tényleges” Szaturnuszokkal, azaz egy lapult bolygó körül megjelenő gyűrű esetével.

A gyűrűs esetben a szimuláció azért is problémásabb a tisztán lapult esetnél, mert nem tudjuk, hogy különböző színekben (és főként különböző Ariel-színekben) mennyi fényt takarhat el maga a gyűrű. Ennek következtében, hogy a kapott eredmény önkonzisztens – és a 6. ábrán láthatókkal összevethető legyen, csak egyetlen szűrőben – a *VisPhot*-ban – vizsgáltam gyűrűs bolygók fénygörbéjét.

A szimulációkhoz használt modellekben a gyűrű sűrűségét és opacitását egyszerre jellemző értéket 0,1-re állítottam be (emlékeztetőül: a teljesen átlátszatlan bolygókorong hasonló értéke 1), a gyűrű külső sugara $2R_p$, belső sugara pedig $1,5R_p$, míg a bolygó sugarát a már jól ismert $p = 0,0857$ értékkel lehet leírni. A gyűrűvel rendelkező bolygók fénygörbéjének érdemi tanulmányozásához szükség van azonban még egy további paraméter figyelembe vételére, ez pedig a gyűrű normálisa és a bolygó pályája által bezárt φ szög. Ehhez hasonló tényezővel azért nem kellett foglalkozni a lapult bolygók esetén, mert, mint fentebb olvasható is, a bolygó látóirányba eső vetülete mindenképpen ellipszis alakú, függetlenül a precessziótól. Ezzel az egyszerűsítéssel nem lehet élni még akkor sem, ha – mint jelen esetben – feltesszük, hogy a bolygó forgástengelyének és a gyűrű normálisának iránya megegyezik.

Ismét három eset szimulációjára került sor (a gyűrűt két dimenziósra feltételezve) – ezek a 7. ábra bal felső paneljén láthatóak:

D : Gömb alakú bolygó ($f = 0$) $b = 0$ -s ütközési paraméterrel, $\vartheta = 0^\circ$, $\varphi = 60^\circ$;

E : $f \sim 0,5$ -as lapultságú bolygó, $b = 0,25$ -ös ütközési paraméterrel, $\vartheta = 30^\circ$ és $\varphi = 75^\circ$;

F : $f \sim 0,1$ -es lapultságú bolygó, $b = 0,25$ -ös ütközési paraméterű, $\vartheta = 30^\circ$, $\varphi = 75^\circ$.

A három esetben kapott fénygörbék a 7. ábrán láthatóak.

Amint az várható is, a D esetben kapott reziduálok jó egyezést mutatnak a Barnes és Fortney (2004) által kapott eredményekkel. Az E és F esetekben látható reziduálok azonban a korábbi eredményektől érdemi eltérést mutatnak, ami szintén nem meglepő, ahogy az sem, hogy mindkét konfiguráció aszimmetrikus fénygörbékhez vezet. Emellett, főként az E esetben látható eredmények mutatnak jelentős hasonlóságot a 6. ábra alsó paneljeivel – ez viszont nincs teljes összhangban Heising és mtsai. (2015) azon megállapításával, miszerint a két típusú jel hasonlóságához arra van szükség, hogy a gyűrű normálisa kb. a látóirányba mutasson⁸. Az E, valamint a B és C esetek közötti apró (kvalitatív) különbségeket természetesen a gyűrű és a bolygó között látszó „rés” okozza – ezek viszont még az Ariel 20 ppm-es zajszintjével sem lesznek detektálhatóak, ugyanez igaz az F esetre is.

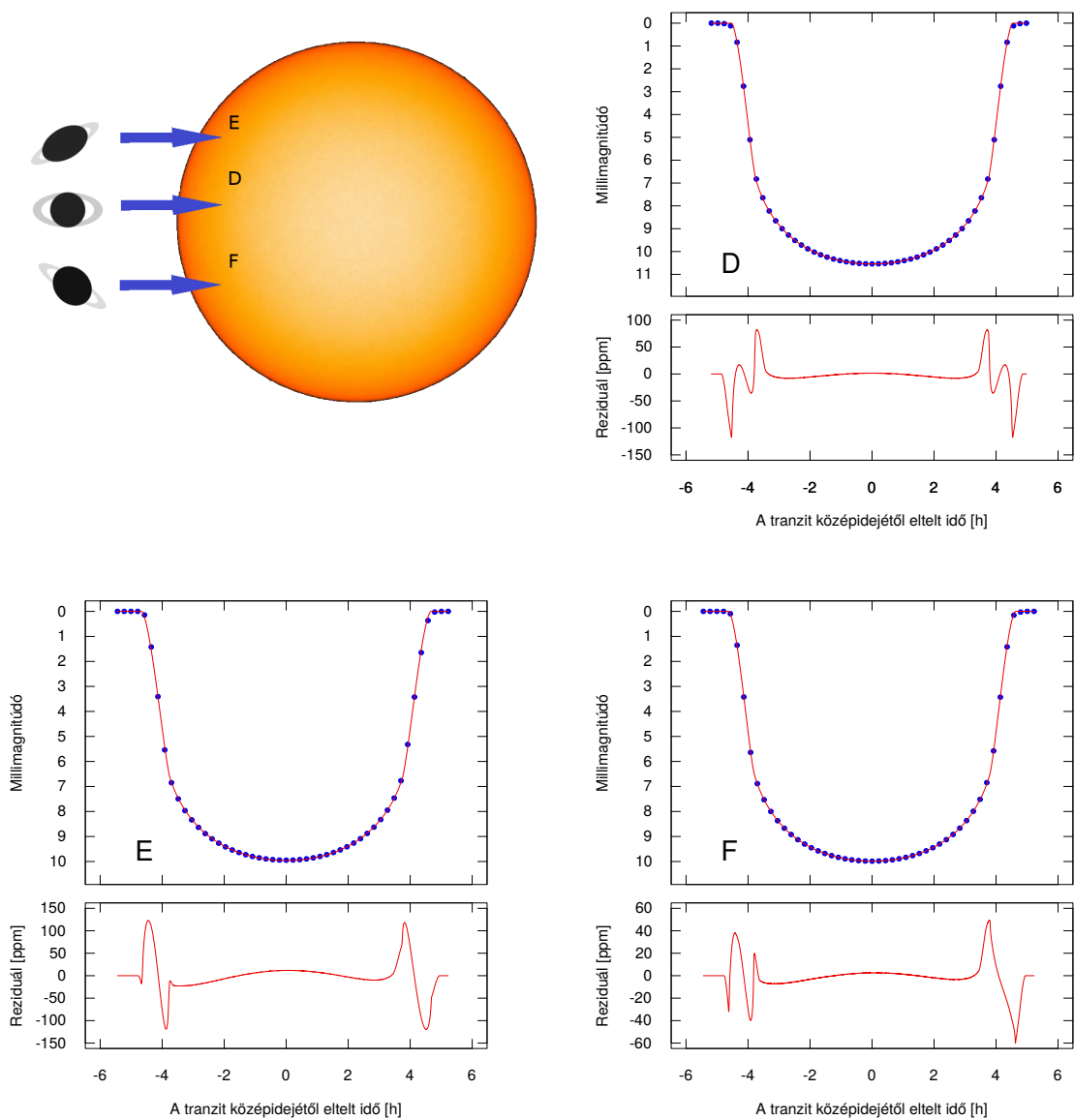
Mivel az *lfit* kód csupán egy kör alakú bolygókorong illesztésére szolgál, ahhoz, hogy a gyűrűk hatásait kikompenzálja, megváltoztatja a közönséges fénygörbét leíró paramétereket, ezek közül a két főbb változó került feltüntetésre a 4. táblázatban. Amint az várható is, ezt a kompenzációt egyfelől a bolygó méretének megnövelésével éri el, másfelől azonban az ütközési paraméterek sem egyeznek meg hibahatáron belül a szimulációnál beállított értékkel (az F esetet leszámítva).

Vizsgált paraméter	D eset	E eset	F eset
p	$0,0892 \pm 1,7 \cdot 10^{-4}$	$0,0882 \pm 1,7 \cdot 10^{-4}$	$0,0873 \pm 1,8 \cdot 10^{-4}$
b	$0,229 \pm 0,121$	$0,430 \pm 0,111$	$0,316 \pm 0,122$

4. táblázat. A 7. ábrán látható esetekre legjobban illeszkedő görbék leíró sugár-arány és ütközési paraméter.

Arra a konklúzióra lehet tehát jutni, hogy pusztán az itt vázolt elemzést elvégezve egyértelműen nem lehet eldönteni, hogy egy lapult– vagy egy gyűrűs bolygóról van szó (főleg akkor nem, ha ezen esetek keverékéről beszélünk), de azt igen, hogy nem egy „közönséges” gömb alakú objektumot látunk.

⁸Ez az összevetés azonban csak részben korrekt, Heising és mtsai. (2015) egy gömb alakú bolygó körül lévő gyűrűt tárgyaltak.



7. ábra. A három vizsgált eset személtetése (bal felső panel), az ezek által eredményezett fénygörbék és az lfit segítségével rájuk illesztett modellek, valamint a szimuláció és a modell különbsége ppm-ben, a D, E és F panelek alsó részein.

4. Paraméterek elemzése zaj jelenlétében

Az előző fejezetekben tárgyalt esetek mind olyan elméleti szimulációkat mutattak, ahol nem lépett fel semmilyen zaj, ez azonban a valóságban természetesen soha nem valósul meg – minden mérés zajjal terhelt. Ebben a fejezetben két különböző zajmodell (fehér zaj és korrelált zaj) tranzitos exobolygók fénygörbéire gyakorolt hatását fogom bemutatni. Ezzel a problémakörrel szintén az Ariel-űrteleszkóp kapcsán foglalkoztam, az egyes mérések során várható zajok figyelembe vételével ugyanis nagyobb pontosságot lehet elérni.

Természetesen konkrét zajmodell az Ariel-űrtávcső műszereihez még nem létezik, így azt, hogy technikailag azzal mit kellene csinálni, a témavezetőm által egy korábbi, Teachey és Kipping (2018) által végzett méréshez elkészített zajklónon mutatom be.

4.1. Az ARIMA folyamat

Az idősorok elemzésénél bevett módszer az ARIMA⁹ folyamatok használata. Az elképzelés mindössze annyi, hogy a múltbeli pontok (és azok sajátosságai) meghatározzák tetszőleges jövőbeli pontok helyzetét. Az alábbiakban egy meglévő zajfájl ARIMA folyamaton keresztüli „klónozását” fogom bemutatni úgy, hogy a zajra illesztett ARIMA modellel generálok egy annál több nagyságrenddel hosszabb, kiterjesztett idősort, mindezt R -ben végrehajtva.

4.1.1. Stacionaritás

A folyamat első feltétele, hogy az adatsor stacionárius legyen, azaz a jellemzői (átlag, variancia, stb.) ne legyenek időfüggőek. Ezt pl. egy lineáris trend esetén könnyű eldönteni (és kezelni), de általános esetben a stacionaritás vizsgálatára az egységgyök-teszt elvégzése szolgál. Azt mondjuk, hogy egy (lineáris) sztochasztikus folyamatnak egységgyöke van, ha a karakterisztikus egyenletének¹⁰ gyökei között szerepel az 1. Ha ez fennáll, az idősor nem stacionárius (en.wikipedia.org).

R -ben számos ilyen beépített teszt létezik, én ezek közül a kiegészített Dickey–Fuller-tesztet használtam, amely a *tseries* csomaghoz¹¹ tartozik. Az adatsorra az *adf.test()* függvényt lefuttatva a program kiszámítja a p -értéket, amely ha kicsi, akkor elvethető az a nullhipotézis, miszerint van egységgyök, tehát feltehető, hogy az idősor stacionárius. Ez volt a helyzet a 8. ábra esetén is, a 0,01-nél kisebb p értékkel. Ebben az esetben itt szemmel is jól látható, hogy nincs időfüggés az adatok jellemzőiben.

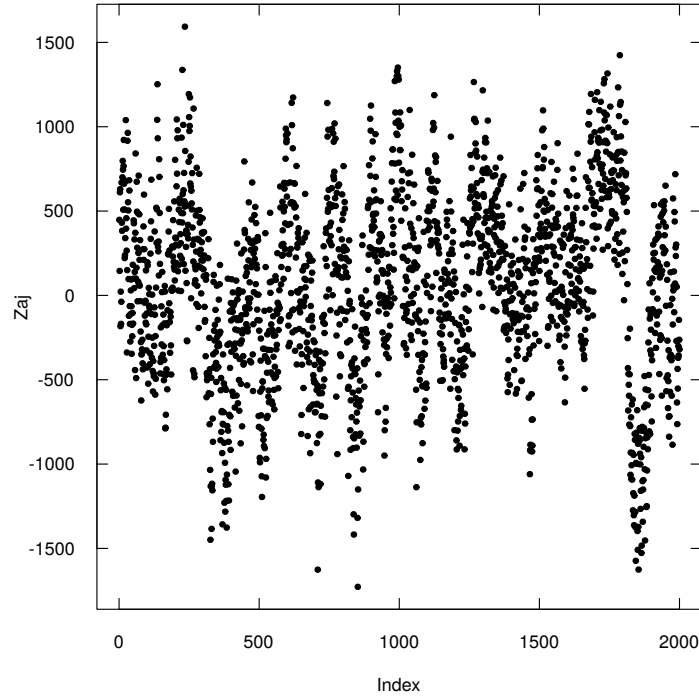
4.1.2. Autokorreláció és részleges autokorreláció

Ahhoz, hogy eldöntsük, hogy az ARIMA folyamat illesztésénél hány autoregresszív– és hány mozgóátlag tagot kell figyelembe venni szükség van információra arról, hogy az adatsorban az egyes elemek között mekkora korreláció lép fel. Tegyük fel, hogy az idősor y_t -edik és y_{t-1} -edik eleme között korreláció van, és ez a korreláció ugyanakkora mint az y_{t-1} -edik és az y_{t-2} -ik elemek között – ez legyen az eggyel elcsúsztatott, vagy $lag - 1$ korreláció értéke. Ekkor természetesen y_t és y_{t-2} között is korreláció van, ez a kétszer elcsúsztatott, vagy $lag - 2$ korreláció, amelynek mértéke a $lag - 1$ korreláció négyzetgyöke, és így tovább. Ennek a szemléltetésére szolgál az autokorrelációs függvény.

⁹Autoregressive Integrated Moving Average – autoregresszív integrált mozgóátlag

¹⁰Olyan n -ed rendű algebrái egyenlet, amelyről egy n -ed rendű differenciálegyenlet megoldása függ.

¹¹<https://cran.r-project.org/web/packages/tseries/tseries.pdf>



8. ábra. A kiindulási zaj ábrázolva, mértékegységek nélkül, hiszen azoknak egyelőre nincs szerepe – a későbbiekben az index felel majd meg az időnek. Az `adf.test()` alapján a p -érték kisebb mint 0,01.

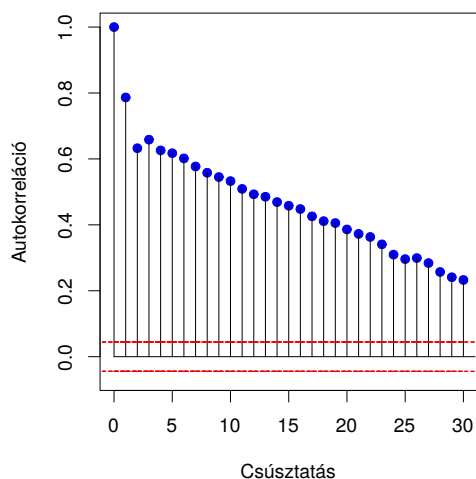
Jelölje ρ_k az autokorrelációt az N elemből álló y adatsorban, k csúsztatás esetén. Ekkor (Box és mtsai., 1994):

$$\rho_k = \frac{\sum_{t=1}^{N-k} (y_t - \bar{y})(y_{t+k} - \bar{y})}{\sum_{t=1}^N (y_t - \bar{y})^2}. \quad (13)$$

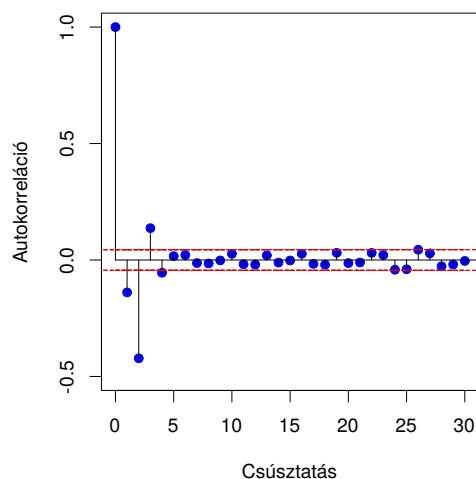
Ezzel a formulával számol R -ben az `acf()` függvény. A kiindulási zajban fellépő autokorreláció a 9.(a) ábrán látható, és mint az jól látszik, az egyes pontok között fellépő korreláció jelentős. A korreláció szignifikáns, ha (Box és mtsai., 1994) $|\rho_k| \geq \frac{1,96}{\sqrt{N-k}}$. Az ARIMA modell illesztéséhez ezt a korrelációt el kell távolítani az adatsorból, ehhez differenciázhoz¹² lehet folyamodni. Az idősor egyszeri- és kétszeri differenciázásával készült el az autokorrelációt szemléltető 9. ábra (b) és (c) panelje. A cél itt az, hogy a ρ_k néhány tag után lecsengjen, vagyis arra a következtetésre lehet jutni, hogy már egyszeri differenciázás is elég, hiszen nem tapasztalható javulás a 9.(c) ábrán. A differenciázással azt kell elérnünk, hogy a reziduálok szórása csökkenjen, vagyis akkor differenciáztunk elégszer, amikor ez minimális, és amint azt a 9.(d) ábra is alátámasztja, a 8. ábrán látható zajon $d = 1$ -szer kell differenciázást végrehajtani (ezt R -ben a `diff()` függvénnyel a legegyszerűbb elvégezni). Ezt követően tehát az $y'_t = y_t - y_{t+1}$ adatsorral dolgozunk tovább, ez az idősor a 10. ábrán látható.

Az autokorrelációs profilok mellett a részleges autokorrelációs függvényre is szükség van annak eldöntéséhez, hogy milyen tényezőkből álló modellt célszerű illeszteni az adott idősorra. Ez kvantitatíve azt adja meg, hogy két különböző csúsztatásnál meglévő autokorrelációból mennyit lehet megmagyarázni a többi pont korrelációjával. A k csúsztatáshoz tartozó részleges autokorreláció kiszámításához $k - 1$ darab ($k \geq 2$) csúsztatott idősort kell lineárisan illeszteni

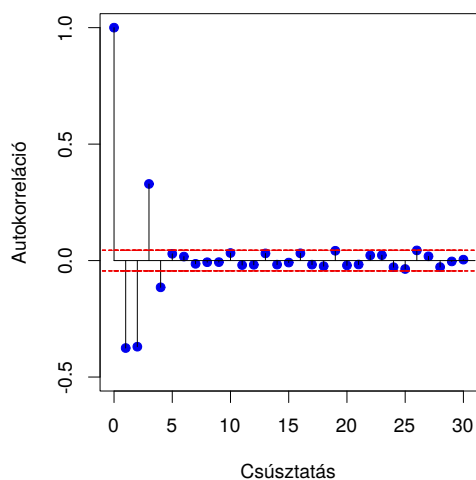
¹²A jelfeldolgozásban a diszkrét idősor elemenkénti különbségképzését differenciázásnak nevezzük.



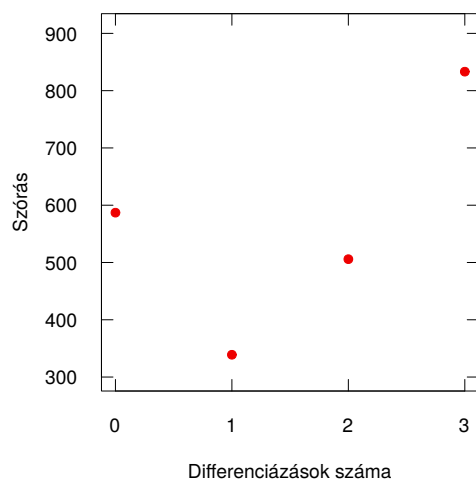
(a) Differenciázás nélkül.



(b) Egyszer differenciázva.

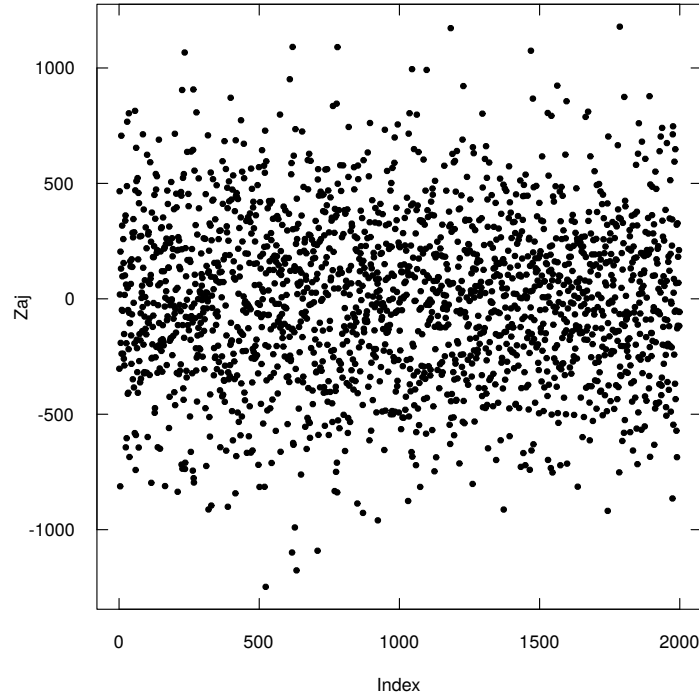


(c) Kétszer differenciázva.



(d) Reziduál szórása.

9. ábra. A 8. ábrán látható zajban fellépő autokorreláció, $k \leq 30$ esetén, $d = 0$; 1 és 2-re ((a), (b) és (c) panelek), valamint a differenciázott adatsorok szórása d függvényében ((d) panel). A szignifikanciához tartozó értéket a vörös szaggatott vonal jelzi. A $\rho_0 = 1$ érték nem meglepő, az eltolás nélküli esetben a (13) egyenlet számlálójában látható kovariancia pont a varianciát adja, ami pedig a nevezőben szerepel.



10. ábra. A differenciázott zaj. Jól látható, hogy a 8. ábrához viszonyítva megszűntek a „hullámzások”, a pontok eloszlása közelebb van a fehér zajhoz.

az eredeti idősorra, ekkor a $\hat{\rho}$ részleges autokorreláció a legutolsó adatsorhoz tartozó „meredekség” lesz. A lineáris illesztéshez az *R*-be beépített *lm()* függvényt használtam. Az első 30 csúsztatáshoz tartozó korrelációk a 11. ábrán láthatóak.

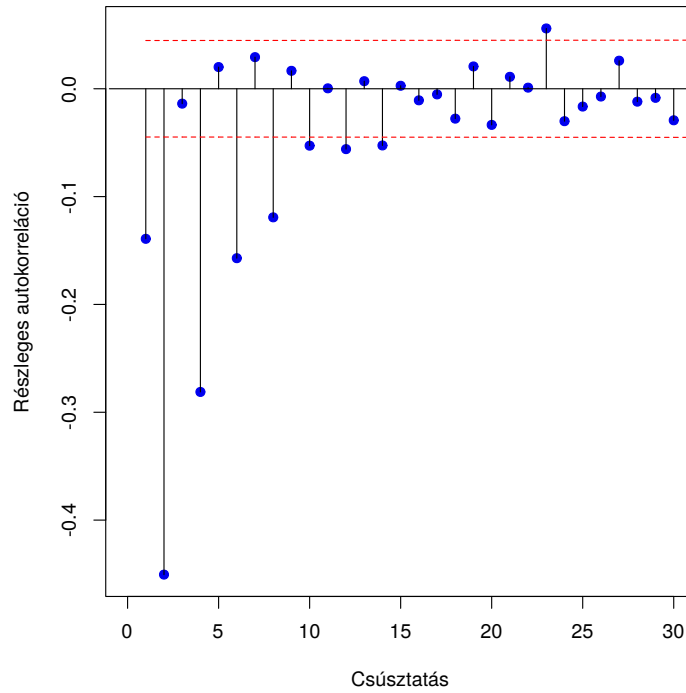
Mindezek alapján azt a következtetést lehet leszűrni, hogy a zaj $\text{ARIMA}(p, d, q)$ folyamat általános

$$\left(1 - \sum_{i=1}^p \varphi_i L^i\right) (1 - L)^d y_t = \left(1 + \sum_{i=1}^q \theta_i L^i\right) \epsilon_t \quad (14)$$

alakján keresztüli illesztéséhez egy $\text{ARIMA}(2,1,2)$ modell szükséges, ahol $p = 2$ a figyelembe vett autoregresszív tagok száma, $q = 2$ a mozgóátlag-tagok száma és $d = 1$ a differenciázások száma. A (14) egyenletben L^i a késleltető operátor, amely egy idősorban az egyik elemből előállítja az azt megelőzőt, φ_i az autoregresszív együtthatókat, θ_i a mozgóátlag-együtthatókat jelöli, míg ϵ_t a hibatagokat jelöli. Ezt az illesztést *R*-ben az *arima()* függvénnyel lehet elvégezni, majd a tetszőleges hosszúságú klónozást az *arima.sim()* parancs megfelelő beparaméterezésével lehet elérni. Utolsó lépésként d darab (diszkrét) integrálást kell elvégezni, ezt *R*-ben a *diffinv()* függvénnyel lehet megtenni.

4.2. A paraméterek eloszlásának vizsgálata

Egy tranzitos exobolygó szimulált fénygörbéjére (az adatokat az 5. táblázat tartalmazza) adott zaj esetén várható, hogy a fénygörbét leíró paramétereket különböző méretű hiba terheli majd. A vizsgálataim során az ARIMA folyamat segítségével előállított korrelált zajmodellt és egy fehér zajt tartalmazó modellt használtam, először ezeknek néhány realizációját mutatom be röviden.



11. ábra. A részleges autokorrelációs profil. A $\frac{1,96}{\sqrt{N-k}}$ szignifikanciaszinthez tartozó értékek piros szaggatott vonallal vannak feltüntetve.

p	b	$\omega [nap^{-1}]$
0,1416	0,678	19,328

5. táblázat. A zaj hatásának vizsgálatához felhasznált kiindulási fénygörbét jellemző adatok. A ν frekvenciáknál a mértékegység elhagyása azért is jogos, mert az eredeti adatsorban sem tényleges idő szerepel.

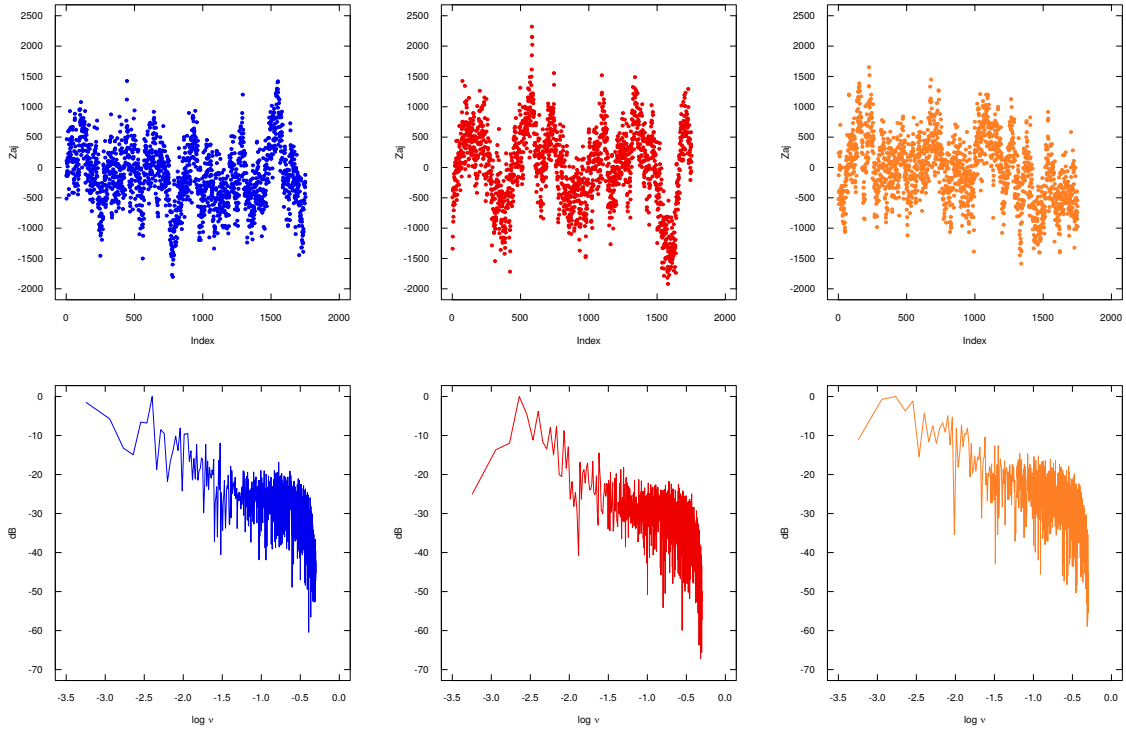
4.2.1. A felhasznált zajmodellek

A korrelált zaj modelljének három, véletlenszerűen kiválasztott realizációja és ezek spektruma látható a 12. ábrán. A spektrumokat az R -be beépített $fft()$ függvénnyel állítottam elő, amely egy N hosszúságú (komplex) z vektorból előállít egy szintén N hosszúságú y vektort az

$$y_h = \sum_{k=1}^N z_k e^{-\frac{2\pi i(k-1)(h-1)}{N}} \quad (15)$$

összefüggés segítségével (Becker és mtsai., 2018), ebből megkapható a spektrum amplitúdó-komponense, a megfelelő frekvenciák függvényeként ábrázolva pedig megkapható a tényleges spektrum.

A fehér zaj előállítása ezzel szemben sokkal egyszerűbb; az $rnorm()$ parancs tetszőleges középértékű és szórású Gauss-eloszlású számokat generál, ennek egy realizációja látható a 13. ábra bal paneljén. Azt a tényt, hogy a kapott adatsor valóban fehér zaj, nem csak a spektrumában (13. ábra középső panelje) lévő karakterisztikák hiánya igazolja, de a 13. ábra jobb paneljén látható autokorrelációs függvény is. Az utóbbi segítségével elmondható, hogy egyetlen adatpont sem hat ki semelyik másikra, ami természetesen szöges ellentétben áll a 9. ábra

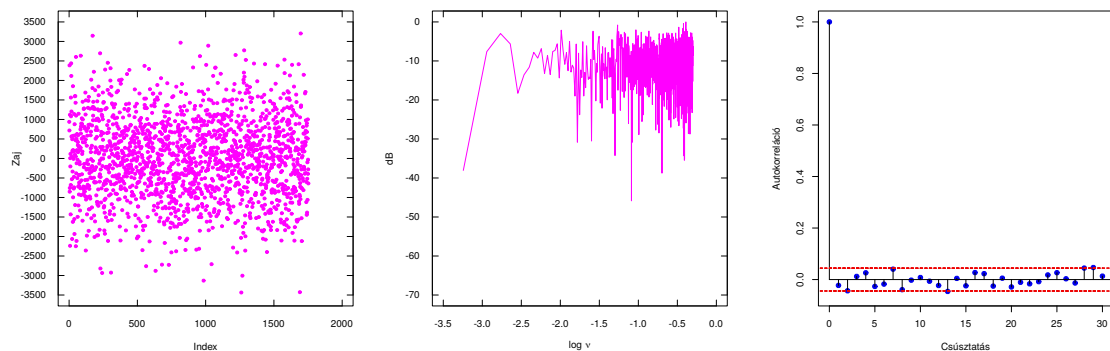


12. ábra. A korrelált zaj modelljének három, a szimulált bemeneti fénygörbének megfelelő hosszúságú realizációja (felső sor) és azok spektruma (alsó sor).

esetén látottakkal. Azt is érdemes megjegyezni, hogy míg a korrelált zaj spektrumában (12. ábra alsó sora) felfedezhető az amplitúdók frekvenciával arányos csökkenése, addig ez a fehér zaj spektrumában (13. ábra középső panelje) nincs jelen – jó közelítéssel minden frekvencián azonos jelszint látható.

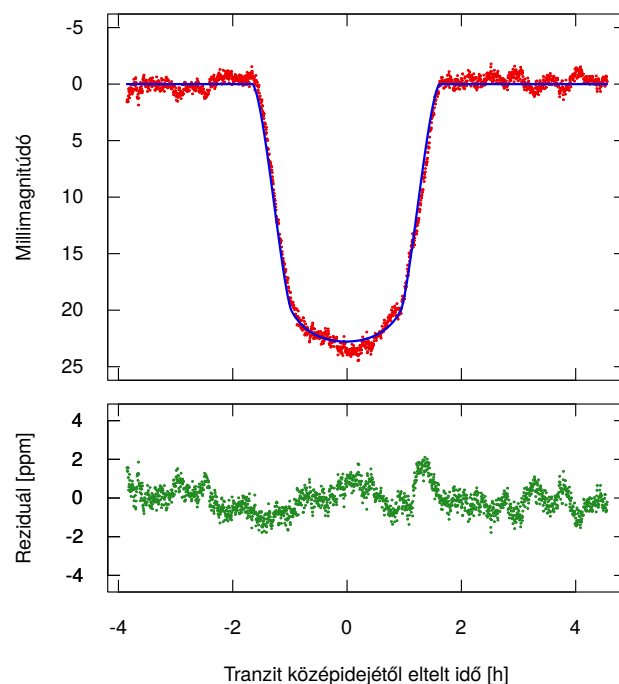
4.2.2. A paraméterek meghatározása

A kutatásom ezen része során a fénygörbét leíró, már korábban említett négy paraméter eloszlását vizsgáltam, ezek a tranzit t_C középideje, a sugarak p aránya, az ütközési paraméter négyzete (b^2) és az $\omega = \frac{2\pi}{P} \frac{R_S}{a} \sqrt{1 - b^2}$. Ennek elvégzésére a szimulált fénygörbéhez adtam hozzá a zajmodellek egy-egy véletlenszerűen kiválasztott, megfelelő hosszúságú szegmensét



13. ábra. A fehér zaj modelljének egy realizációja, annak spektruma, valamint az autokorrelációs függvény az első 30 csúsztatásra.

(mindkét esetben azonos mértékben skálázva), majd a kapott, immár felzajosított fénygörbére a már korábban alaposan ismert FITSH/*lfit* kód segítségével illeszttem a jól ismert Mandel és Agol (2002) által felállított modellt (14. ábra), mindezt zajtípusonként tízezerszer.



14. ábra. Egy tipikus, korrelált zajjal felzajosított fénygörbe (piros), az arra illesztett modell (kék), valamint a kettő különbsége (zöld, alsó panel).

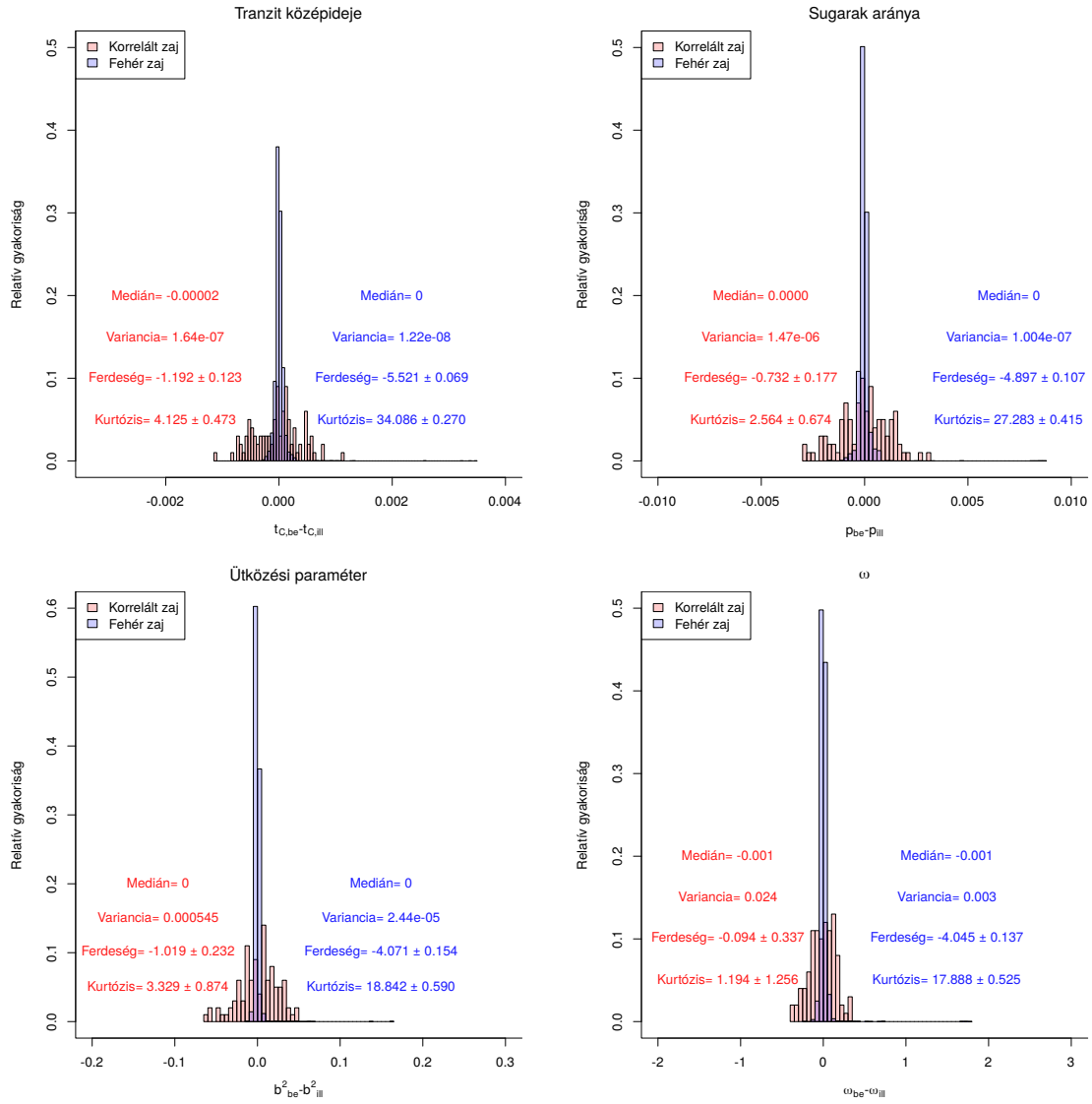
A t_C , p , b^2 és ω paraméterek abszolút- és relatív hibáit egy-egy hisztogramon tüntettem fel, ezek a 15. és 16. ábrákon láthatóak. A kvantitatív elemzés érdekében az ábrákra feltüntettem az eloszlások mediánját, valamint a 2., 3. és 4. (statisztikai) momentumát (azaz varianciáját, ferdeségét¹³ és kurtózisát¹⁴). A következtetések levonásához a két zajmodell esetén kapott értékek összevetése a célszerű.

4.2.2.1 Abszolút hibák

Mind a négy paraméter abszolút hibájának (bemenő és illesztett érték különbsége) eloszlására elmondható, hogy korrelált zaj jelenlétében sokkal szélesebb eloszlást mutatnak, mint tisztán fehér zaj esetén – ez a varianciában megjelenő, kb. egy nagyságrendnyi különbségnek felel meg (15. ábra). Az is fennáll, hogy az eloszlások mediánja jó közelítéssel megegyezik és nulla köré centráltak. A hisztogramok jobb oldalán megjelenő elnyúlt rész azt jelenti, hogy az illesztés sokszor jelentősen felülbecsüli az összes paramétert (a korrelált zajos esetben), ez megjelenik a ferdeség (a fehér zajnál) kisebb, de szintén negatív értékében is, ami azt jelenti, hogy a látszat ellenére többször vannak a paraméterek alulbecsülve, ráadásul ez mindkét típusú zajra igaz.

¹³ Azt adja meg, hogy mennyire dőlt az eloszlás.

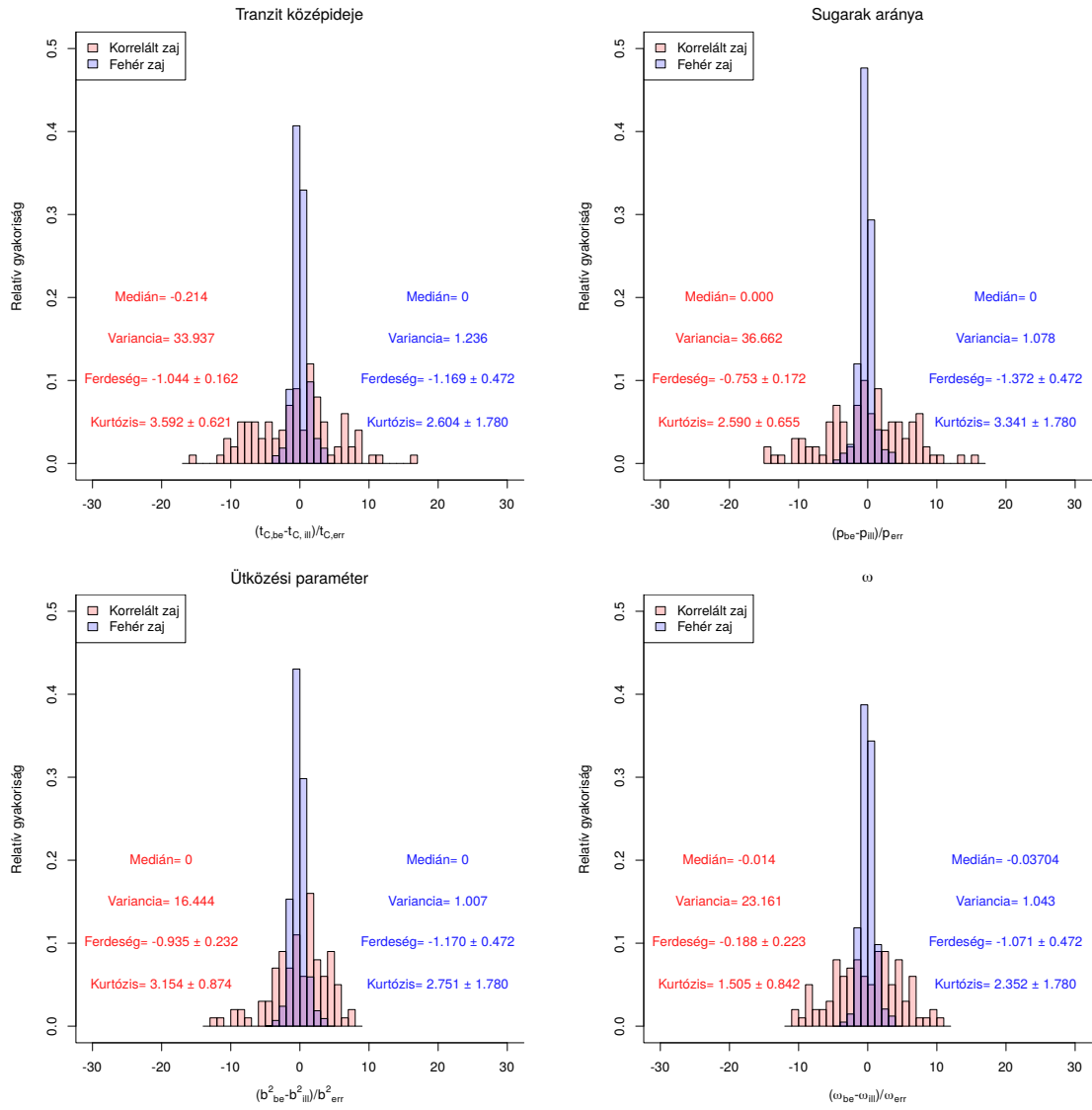
¹⁴ Az eloszlás szögletességét adja meg, pontosabban az azonos szóródású normális eloszlás alakjától való eltérést jellemzi, kiemelve az eloszlás módusz körüli kicsúcsosodást vagy ellaposodást, valamint a „szárnyak” vastagságát és hosszát.



15. ábra. A vizsgált paraméterek abszolút hibái a két zajmodell esetében.

4.2.2.2 Relatív hibák

Amint az korábban is említésre került, az *lfít* kód az illesztett paraméterek bizonytalanságára is ad becslést, ezt felhasználva lehet a relatív hibák eloszlását is vizsgálni. Ebben az esetben is elmondható, hogy a variancia a korrelált esetben egy nagyságrenddel nagyobb, mint a fehér zajos esetben, valamint arra is lehet következtetni, hogy a paraméterek bizonytalansága komolyan alul van becsülve. A p és b^2 paraméterekre továbbra is érvényes, hogy az eloszlásuk mediánja mindkét zajmodell esetén 0, azonban a t_C és az ω esetén ez a negatív irányokba tolódik. A ferdeségből pedig az látszik, hogy minden esetben többször van alulbecsülve az egyes paraméterek relatív értéke.



16. ábra. A vizsgált paraméterek relatív hibái a két zajmodell esetében.

5. Exoüstökösök

Azokat az apró égitesteket, amelyek más csillagokhoz tartoznak, valamint gázt és port bocsátanak ki, extraszoláris üstökösöknek, vagy röviden exoüstökösöknek nevezzük. A létezésükre utaló első nyomot a β Pictoris rendszer spektroszkópiai vizsgálatából találták (Ferlet és mtsai., 1987), míg az első fotometriai bizonyítékra az exobolygóvadász űrtávcsövek koráig kellett várni (Rappaport és mtsai., 2018). Zieba és mtsai. (2019) kutatásuk során bemutatták, hogy a β Pic jelű rendszerben mérhető fényváltozások is konzisztensek azokkal, amiket exoüstökösöktől várnánk. Léteznek továbbá olyan exobolygók is, amelyeknél üstököscsóvához hasonló struktúrákra utaló nyomot lehet látni (pl. Garai, 2017).

Az említett rendszerek közös tulajdonsága, hogy ún. cápauszony-, vagy fűrészfog alakúak a tranzitok, azaz a 2. ábrán látható helyett rövid és meredek fényességcsökkenést követő lassú visszafényesedés jellemzi őket. Kutatásom ezen része folyamán a vezető kérdés az volt, hogy milyen fénygörbét várhatunk ezen kívül, ehhez pedig a Naprendszerből ismert számos különböző alakú üstökös vizsgáltam.

5.1. Üstökösök felépítése

Whipple (1950) megmutatta, hogy az üstökösöket egy vízből, ammóniából, metánból, széndioxidból és más, szobahőmérsékleten illékony anyagok jegéből, valamint meteoritikus anyagokból álló konglomerátumként kell elképzelni, erre a modellre szokás „piszkos hógolyóként” hivatkozni. Ez a hógolyó a Naptól távol igen alacsony hőmérsékletű, majd a Naphoz közelebb a benne található jég szublimál, ez teszi lehetővé, hogy a néhány 10 km-es magból 10^4 – 10^8 km méretű (ám igen ritka anyagból álló) objektumok keletkezzenek. Az üstökösök legkiterjedtebb része a csóva, így az alább következő vizsgálatok miatt erre célszerű külön hangsúlyt fektetni.

Az üstökösök megértésére tett törekvések sorában nem szabad említés nélkül hagyni a Rosetta űrszonda 67P/Churyumov–Gerasimenko vizsgálata során gyűjtött adatait – a Philae nevű landoló modulja volt ugyanis az első olyan űreszköz, amely leszállást hajtott végre egy üstökös magján. A hosszú, perihéliumot is magába foglaló megfigyelések közben lehetőség nyílt az üstökös aktivitásának és tulajdonságainak elemzéseire. Ugyan a mag felépítése bonyolultabbnak tűnt, mint arra eredetileg számítani lehetett – a részleteket most mellőzve – a már meglévő modellektől radikális eltérést nem találtak (Keller és Kührt, 2020).

5.1.1. A csóva kialakulása

Egy a sugarú, ρ sűrűségű és r heliocentrikus távolságú, az üstökös csóvajában található por-szemcsére két ellentétes irányú erő hat (Fernández, 2005): a Nap

$$F_G = \frac{GM_\odot \frac{4\pi}{3} a^3 \rho}{r^2} \quad (16)$$

gravitációs vonzása, valamint a sugárnyomás¹⁵ hatására fellépő

$$F_R = \frac{Q_{pr}}{c} \frac{L_\odot}{4r^2} a^2 \quad (17)$$

¹⁵A sugárnyomás a fény által a fénynek kitett felületre kifejtett mechanikai nyomás. A fény részecskesajátosságainak egyike ugyanis, hogy mechanikai nyomást fejt ki arra a felületre, amelyen elnyelődik vagy amelyről visszaverődik (Wikipédia).

taszító erő. Itt G a gravitációs állandó, Q_{pr} a sugárnyomás hatásfoka, c a fénysebesség, $L_{\odot}$ pedig a Nap luminozitása. Az elmélet szerint a részecske egy $(1 - \beta)F_G$ effektív gravitációs teret érez, amely az F_G és F_R erők eredőjeként áll elő, azaz (Fulle, 2004, Fernández, 2005):

$$\beta = 1 - \mu = \frac{F_R}{F_G}, \quad (18)$$

ahol μ a porszemcsét jellemző szorzótényező és a szemcse mozgása:

- $\mu = 0$ esetén egyenes vonalú
- $\mu < 0$ esetén hiperbolikus
- $0 < \mu < 1$ esetén pedig elliptikus, a magénál nagyobb félnagy tengellyel (azaz, mintha a Nap tömege kisebb lenne).

Finson és Probst (1968) az üstökösmagból kibocsátott részecske helyzetét két különböző tulajdonság alapján elemezte azt a feltételezést követve, hogy ezek a porszemcsék zérus sebességgel lépnek ki a magból. Az egy adott időpontban kibocsátott részecskéket (amelyeket ezáltal különböző μ érték jellemez) egy későbbi időpontban a „szinkron” elnevezésű vonal mentén figyelhetők meg (különböző időpontban kilökött részecskék tehát különböző szinkronokhoz tartoznak), míg a különböző időpontokban kilépő, de azonos μ -vel leírható részecskék egy későbbi megfigyelés alkalmával a „szindün” elnevezésű vonal mentén találhatók. Amint az a 17. ábrán látható, a szinkronokat az üstökösmaghoz tartozó divergáló egyenes-sereggel lehet közelíteni, míg a szindünök közelítése a meghosszabbított Nap-üstökösmag-vektort érintő spirálokkal történik (Fulle, 2004).

A szinkron-szindün hálózat által leírt alakzat kétdimenziós, azonban olyan megfigyelések, amelyek akkor készültek, amikor a Föld áthaladt egy üstökös pályasíkján egyértelműen azt mutatják, hogy az üstökösök csóvája egy háromdimenziós struktúra (Finson és Probst, 1968; Fulle, 2004). A probléma áthidalásához az egyes szinkronokhoz és szindünökhöz csöveket kell hozzárendelni, amelyek szélességét a porszemcse kilövellésének sebessége adja meg a szinkron időpontjában, vagy a szindün β értékének megfelelő pontban.

Az elmélet működését kiválóan szemlélteti a 18. ábra – a 313P/Gibbs jelű főövbeli aktív aszteroidánál látható csóva a szinkron-szindün hálózattal szépen leírható (Jewitt és Mtsai, 2014).

5.1.2. Világító por

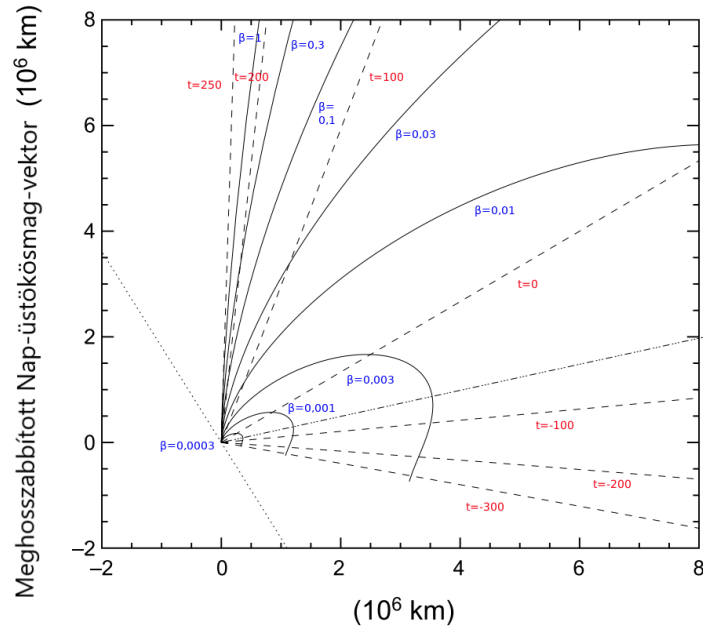
Nem triviális probléma az, hogy hogyan célszerű értelmezni egy üstökös fényességét. Ehhez szükséges a por lineáris kitöltési tényezőjét jellemző $A\ell\rho$ mennyiség definiálása (A’Hearn, 1984; Szabó, 2012):

$$A\ell\rho = \frac{(2DR)^2 F_C}{\rho F_{\odot}}, \quad (19)$$

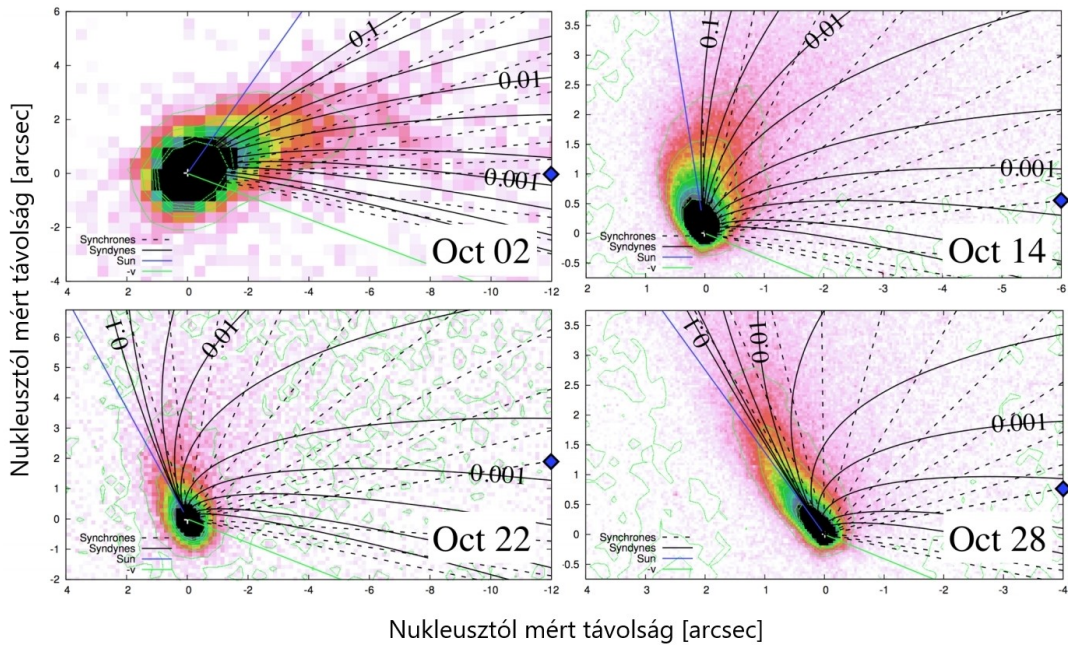
ahol A a Bond-albedó (Bond, 1861), azaz a porszemcsék által visszavert és elnyelt fluxus aránya, f a kitöltöttségi faktor egy, az üstökösmag körüli ρ sugarú hengerpaláston belüli kör alakú égi vetületen, D és R a Földtől– és Naptól mért távolságok, F_C az üstökösről érkező fluxus, $F_{\odot}$ pedig a Nap fluxusa. Fontos kiemelni, hogy az albedó és a fluxusok is hullámhosszfüggőek.

Tekintettel arra, hogy az ℓ kitöltöttségi tényezőt az

$$\ell = \frac{N(\rho)\sigma}{\rho^2\pi} \quad (20)$$



17. ábra. Egy példa a szinkron-szindün hálózatra a Hale-Bopp 1995-ös megfigyelése alapján. A $(0,0)$ pontban az üstökösmag található, míg a Nap pontosan a $-y$ irányban volt. A bal alsó sarokban látható szaggatott vonal az üstökös pályáját jelöli ki, a teli vonalak $\beta = 1; 0,3; 0,1; 0,03; 0,01; 0,003; 0,001; 0,0003$ értékeket jeleznek (az óramutató járásával megegyező irányban), míg a szaggatott vonalak az anyag kidobódásának és a perihélium idejének $t = 250; 200; 100; 0; -100; -200; -300$ napos különbségét jelzik (az óramutató járásának megfelelő irányban). [Fulle (2004) 1. ábra alapján]



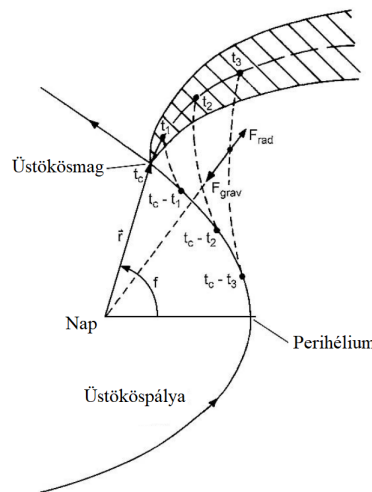
18. ábra. A 313P/Gibbs jelű objektumról készült 2014-es felvételek a rászerkesztett szinkron-szindün hálózattal (fekete teli- és szaggatott vonal). A szindünök $\beta = 0,1; 0,05; 0,02; 0,01; 0,005; 0,0002$ és $0,0001$ esetekre kerültek ábrázolásra, míg a szinkronok a kék négyszöggel jelzett időpont előtt 50 napos intervallumokat határolnak, utána pedig 10 naposakat. A kék vonal az antiszoláris irányt jelöli. [Jewitt és mtsai. (2014) 3. ábra alapján]

egyenlet definiálja, ahol $N(\rho)$ a porszemcsék eloszlása, σ pedig a keresztmetszetük, egy egyszerű radiális modellben (ahol $N(\rho) \propto \rho$) az $A\ell\rho$ értéke nem függ ρ -tól (A'Hearn, 1984), azaz ez egy hosszúság dimenziójú mennyiség, amely egy tetszőleges apertúrán belül lévő por mennyiségére utal.

5.2. Exoüstökösök fénygörbéi

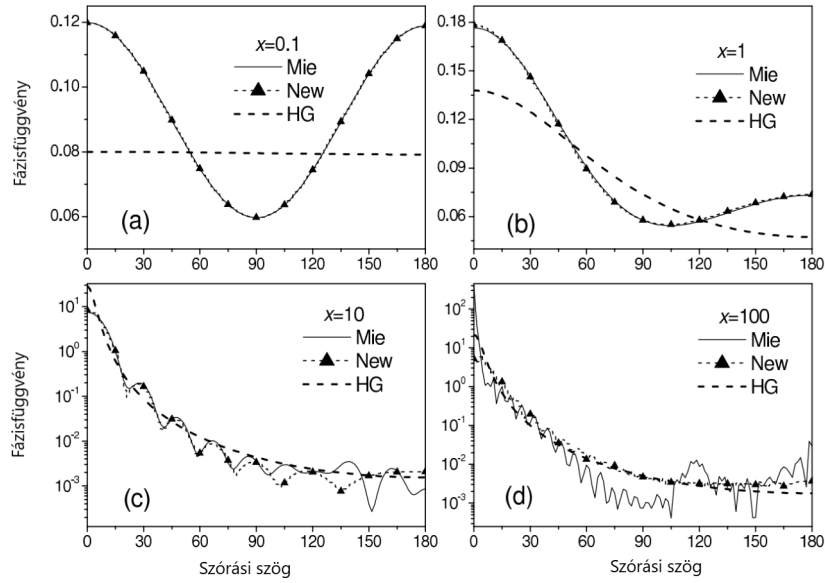
A 5.1.1. fejezetben tárgyalt elméleti leírást szokás szökőkút-modellnek is nevezni az üstökös-magból kidobódott anyag eloszlása miatt. Ezen elgondolás mentén kiválóan értelmezhetőek az akár szabadszemes üstökösök Nappal ellentétes irányba mutató csóvái, amelyeket az égboltra vetítve két dimenzióban látunk. Ez azonban magában hordozza azt a kérdést, hogy miért látunk bármit egy exoüstökös fénygörbéjén. Ezen kérdés megválaszolásához tekintsük az alábbi gondolatmenetet (Fernández, 2005): vizsgáljunk egy üstököst, amely a t_{close} időpontban közel van a Naphoz, tehát igen aktív. A kidobódott szemcsékre ható μF_G eredő erő hatására a szemcsék az üstökös-mag pályájánál messzebbi pályára kerülnek. Továbbá, az adott $t_{close} - t_k$ időpontban kibocsátott, egyetlen β értékkel jellemezhető részecskék t_k idő múlva mind ugyanakkora utat tennének meg, ha a maghoz viszonyított relatív v_i kezdeti sebességük zérus lenne, mivel azonban $v_i \neq 0$, a csóva kiszélesedik. Mindkét jelenséget kiválóan szemlélteti a 19. ábra.

A 19. ábrán az is látszik, hogy amíg egy megfigyelő a Földről (az ábrán például bal oldalról) az üstökös csóváját úgy látja, mint ami csak a Nappal ellentétes irányban létezik, addig egy másik észlelő például az ábrán felülről egy hasonló alakú objektumot látna, amelynek iránya azonban megegyezik az üstökös mozgásirányával, ezért láthatunk apró fényességcsökkenést exoüstökösök esetén.



19. ábra. Egy üstökös csóvája a pályára merőleges nézetből, kiemelve a $t_{close} - t_1$, $t_{close} - t_2$ és $t_{close} - t_3$ időpontban kibocsátott anyagot. [Fernández (2005) 3.16 ábra alapján]

Extraszoláris bolygók esetében, amint az a 2. fejezetben részletesen tárgyalásra is került, a bolygó meggátolja a csillagfény egy részének észlelését, abban az esetben azonban szükség-telen kitérni arra, hogy ez milyen folyamatok mentén következik be. Üstökösnél viszont a helyzet ennél bonyolultabb. Extrapolálva a Naprendszerben tapasztaltakból, azaz feltéve, hogy más csillagok körül is hasonló objektumokat láthatnánk, mint a Nap körül, valamint hasonló folyamatok mennek végbe, mint itt, három dolgot célszerű figyelembe venni: egy tranzitos exoüstökös esetén a csillag detektált fényessége csökken az üstökösben található por hatására a fotonok elnyelése és a fényszórás útján, ugyanakkor a fényszórás az észlelt fényesség megnövekedéséhez is vezet.



20. ábra. Fázisfüggvények különböző modellek (HG (Henry és Greenstein (1941)), Mie, illetve Zhao és mtsai. (2006) által felállított „új”) $x = 0,1$; $x = 1$; $x = 10$ és $x = 100$ esetében a (21) egyenlethez hasonlóan, de normálás nélkül. [Zhao és mtsai. (2006) 1. ábra alapján]

5.2.1. A fényszórás leírása

Porszemcsével történő ütközés során a fény terjedésének iránya megváltozik, intenzitása pedig csökken – ezt a két folyamatot kapcsolja össze az ún. fázisfüggvény (Ryder, 2011; Seinfeld és Pandis, 1998):

$$P(\Theta) = \frac{F(\Theta)}{\int_0^{\pi/2} F(\Theta) \sin \Theta d\Theta}, \quad (21)$$

ahol Θ a szórási szög, F pedig az intenzitás. A részecskék méretének és a fény hullámhosszának viszonya alapvetően határozza meg a fázisgörbék alakját, így célszerű az $x = \frac{2\pi a^*}{\lambda}$ paraméter bevezése, ahol a^* a szemcsét jellemző karakterisztikus méret, λ pedig a fény hullámhossza. Elméleti megfontolásokból Zhao és mtsai. (2006) a 20. ábrán látható modell-fázisfüggvényeket kapták (amelyek már nem csak $x \ll 1$ és $x \gg 1$ estén érvényesek):

Az exoüstökösöknél fellépő fényszórás fénygörbékben is megjelenő részéért a fázisfüggvényekben 0° és 180° körül megjelenő karakterisztika felelős – itt jelentős igazán a szóródás, különös tekintettel az $x = 0,1$ és $x = 1$ eseteket. Továbbá, ugyan Zhao és mtsai. (2006) modellje csak egyetlen részecskére vonatkozik, Pritish és mtsai. (2018) azt találták, hogy ezek az eredmények kvalitatíve fennállnak több részecske figyelembevételénél is (függetlenül azok térbeli eloszlásától).

6. Exoüstökösök fénygörbéinek szimulálása

Amint az fentebb már említésre került, eddig csak olyan exoüstökösöket fedeztek fel, amelyeket a szökőkút-modell ír le. Ezen fejezet célja bemutatni, hogy milyen ettől eltérő fénygörbéket lehet érdemes keresni. Amint az a korábbi fejezetekből minden bizonnyal kitűnik, ez egy igen összetett probléma, nagyon sok változóval és ismeretlennel, így most csupán kvalitatíve értékes fénygörbék előállítására törekedtem. Ehhez számos egyszerűsítéssel éltem, ezek közül a legfontosabbak:

- Az anyagi minőség elhanyagolása;
- A porszemcsék karakterisztikus méretének elhanyagolása;
- A porszemcsék eloszlásának elhanyagolása;
- Az exobolygók szimulációjánál látott egyenes vonalú mozgás közelítése;
- A fényszórás csak a 0° -os szórási szög környékén érvényes (ez eredményezi a fényességnövekedést), 180° környékén az elnyeléssel együtt a bolygók tranzitjainál részletesen bemutatott módon kerül kiszámításra a fényességcsökkenés. Az előreszórást a 20. ábrán jól látható oknál fogva Gauss-görbével közelítettem.

Továbbá, mivel a kitöréseknek köszönhetően egy üstökös alakja szinte bármilyen lehet, a Naprendszerünkben felfedezett híres objektumokról készült felvételeket használtam.

A fényszórás modellezéséhez Pritish és mtsai. (2018) azon eredményét használtam ki, hogy ebben a kvalitatív közelítésben nem befolyásolja jelentősen az eredményt, hogy egy- vagy néhány porszemcséről beszélünk, így az egyes üstökösök minden pixelét

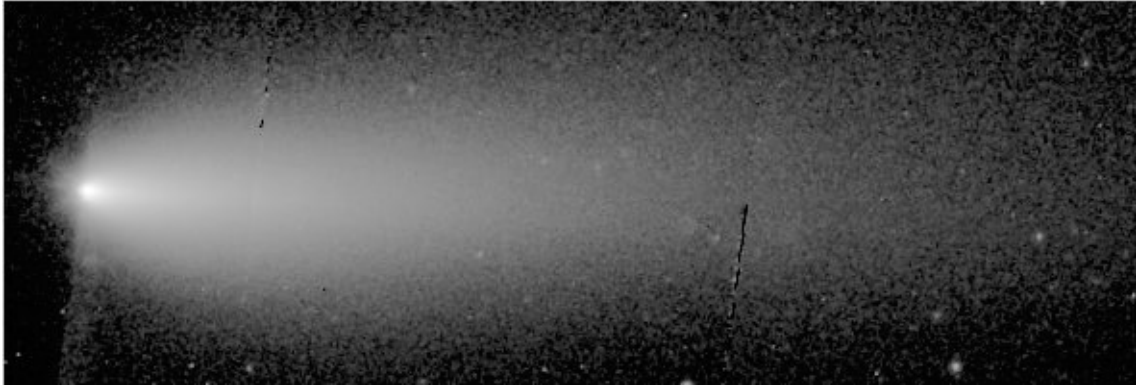
$$W(r) = \frac{1}{C} e^{-\left(\arctg\left(\frac{\mathcal{R}}{\gamma}\right)\right)^2} \quad (22)$$

súllyal veszem figyelembe, ahol C és γ tetszőleges állandók, $\mathcal{R}$ pedig a csillagkorong közép-pontjától mért távolság – ez lehetővé teszi, hogy ne a teljes csillag minden pontjától fellépő fényszórást kelljen kiszámolni, ami jelentősen lerövidíti a számolások időtartamát.

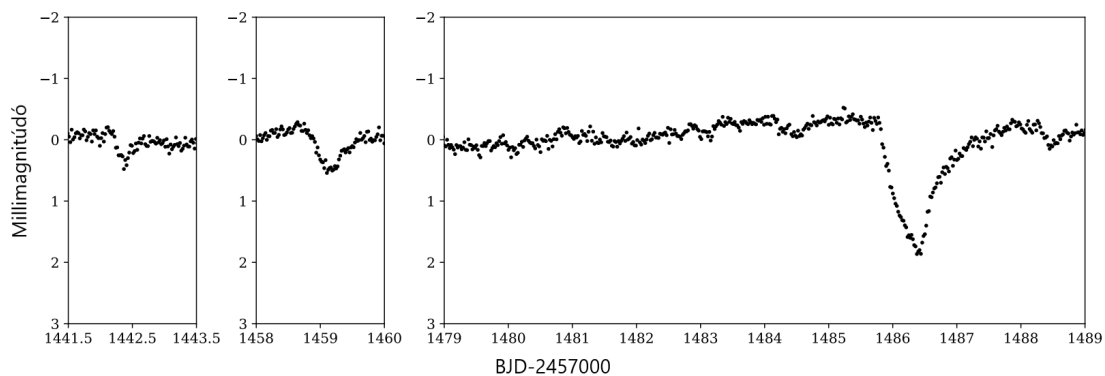
Egy további „probléma”, hogy az üstököskepeken az A/ρ -nak megfelelő anyagot látjuk szórt fényben világítani, ez pedig nem feltétlenül egyezik meg azzal, ami tranzitban a fényességcsökkenést okozná, ez azonban csak egy a közelítések hosszú sorában.

Mindezek mellett, ahogy az exobolygóknál, úgy az exoüstökösöknél is jelentős szerepe van a fénygörbe alakjában az üstökös és csillagának relatív mérete – sőt, itt még nagyobb jelentőséggel bír ez az arány. Mivel itt kész üstököskepekkel dolgoztam, csak a csillag méretének változtatása jöhetett szóba, ezt az értéket kódolja (pixelekből) az R_S paraméter az alább következő ábrákon.

Az ebben a fejezetben látható fénygörbék alapvető logikája a következő: kék szín jelzi tisztán a tranzitot, azaz az elnyelést és a visszaszórást, míg piros szín jelzi az ehhez hozzáadott előreszórásból származó felfényesedést – tehát minden esetben a piros görbe a fontos. A fényességekhez hozzárendelt idő-adatok tisztán mesterséges jellegűek, semmi köztük a valóságban esetlegesen mérhető értékekhez. Egy újabb fontos megjegyzés, hogy az eredeti üstökös-felvételekről a szimulációk elkészítése előtt el kellett távolítani a csillagokat, így a ténylegesen használt (és alább bemutatott) képek felismerhetetlenné váltak.



21. ábra. A szétdarabolódott 73P/Schwassmann-Wachmann üstökös egyik komponense [Reach és mtsai. (2009)].



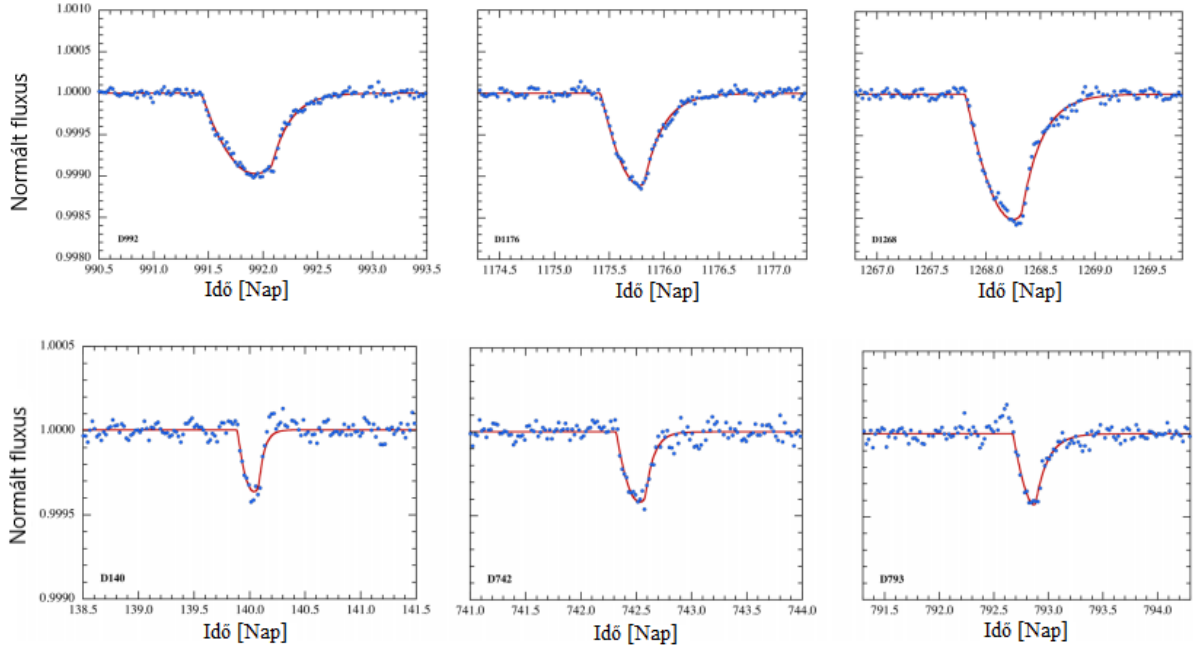
22. ábra. A β Pictoris rendszerben felfedezett exoüstökösök fénygörbéi, balról a C–, középen a B– és jobbról az A tranzit látható. A mérések a TESS-űrteleszkóppal történtek. [Zieba és mtsai. (2019), 2. ábra alapján]

6.1. 73P/Schwassmann-Wachmann 3

Az imént felsorolt számos, mármár vakmerő közelítés jogosságának bemutatása érdekében célszerű egy olyan üstökös lehetséges fénygörbéjét megvizsgálni, amely beleillik a klasszikus szökőkút-moddelllel leírható elképzelésbe. A 73P/Schwassmann-Wachmann azon kevés üstökösök egyike, amelyeknek feldarabolódása a szemünk előtt zajlott le, 1995-ben. A sok darabra széteső objektum egyik komponensének képe látható a 21. ábrán.

Zieba és mtsai. (2019) által a β Pictoris rendszerben 3 exoüstökös került azonosításra, ezeket ők A, B és C tranzitnak nevezik (22. ábra, jobbról balra). Amint azt ők is kiemelik, a legnagyobb szignifikanciával az A-jelű esemény bír, ez pedig feltűnően hasonlít a 35. ábra első és második oszlopában található, szinte bármelyik fénygörbére – ilyen egy tipikus „cápauszony”, vagy „fűrészfog”. Zieba és mtsai. (2019) azonban az előre szórt fényt nem veszik bele az illesztett modelljükbe, holott az A-jelű eseménynél hosszú, kb. 6 napon át tartó, 0,3 mmag felfényesedés előzi meg a tranzitot, ez az általam használt szórásmodell-közelítésben, a (22) egyenletben látható nagy (1000 feletti) γ -értéknek felel meg, vagyis az A esemény legjobb analogonja a 35. ábra alsó sorának középső-, vagy bal paneljén látható fénygörbe. Az általam használt eljárás határait tükrözi, hogy így tetszőlegesen közel nem kerülhetek egy valóban kimért fénygörbéhez – ahhoz pontos paraméterekkel és jóval bonyolultabb modellel kellene dolgozni – ez azonban ezen munka elkészítése során nem is cél.

Az is látszik, hogy a B és C tranzitoknak nincs igazán jó megfelelője a 24. ábrán, ugyanak-



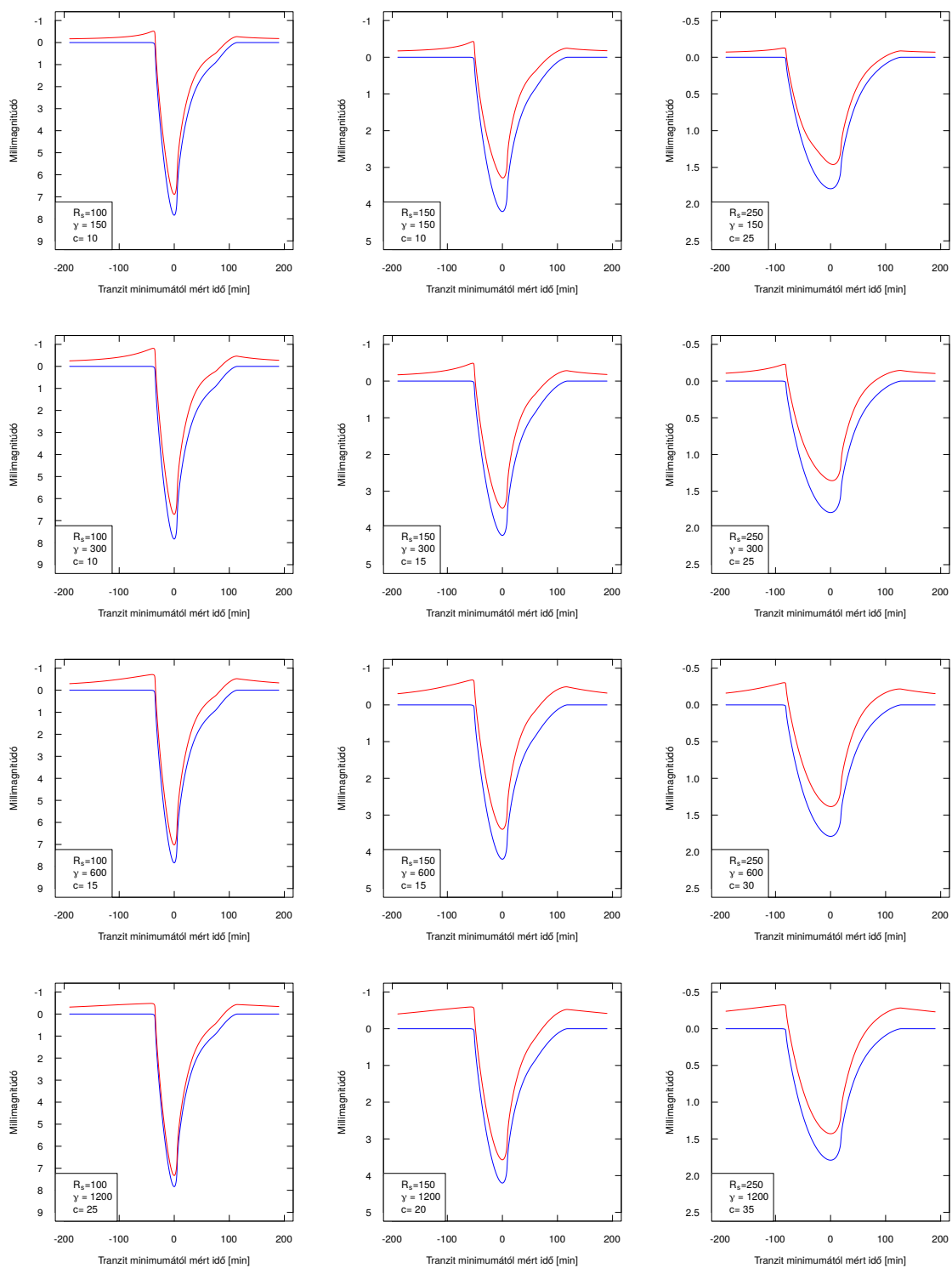
23. ábra. A KIC 3542116 rendszerben felfedezett látható exoüstökösök fénygörbéi és a rájuk illesztett, egyszerű exponenciálisokat tartalmazó modellel illesztve. [Rappaport és mtsai. (2018), 2. és 3. ábra alapján]

kor jóval kisebb szignifikanciával láthatóak. Érdekes ugyanakkor megfigyelni, hogy ezen két esetben a tranzitot egy meredekebb és arányaiban nagyobb felfényesedés előzi meg, ez pedig az általam használt szórásmodellben kicsi γ -értéknek (≤ 300) felelne meg. Ez valószínűleg annyit tesz, hogy az ezeket a tranzitokat létrehozó objektumok nem feleltethetőek meg tisztán egy-egy szökőkút-moddellel leírható üstökösnek.

Ugyan a β Pic rendszerben az üstökösstevékenység megléte, amint azt már említettem is, régóta sejthető volt, fotometriai bizonyítékot exoüstökösök meglétére mégsem innen nyertünk először. Ez a cím a KIC 3542116 és a KIC 11084727 jelű csillagokat illeti (Rappaport és mtsai., 2017), az előbbi rendszerben felfedezett tranzitok láthatóak a 23. ábrán. Feltételezhető azonban, hogy a fény előreszórásának nyomait az adatok feldolgozása során tévesen eltörölte az algoritmusuk (leszámítva a 23. ábra jobb alsó paneljét). Ennek ellenére azonban feltűnő a hasonlóság a 24. ábra jobb oldali oszlopában látható fénygörbékkel.

A 21. ábrán látható csóva kb. 200×600 px méretű, így a 24. ábrán látható $R_S = 100$ px, $R_S = 150$ px és $R_S = 250$ px sugarú csillagok olyan eseteknek felelnek meg, amikor az üstökös valamivel nagyobb a csillagánál, vagy összemérhető azzal – ez a Naprendszerben megfigyelttel teljes összhangban van. A C paraméter különös jelentőséggel nem bír, ennek beállítása során az egyedüli szempont az volt, hogy a felfényesedés mértéke a halványodás $\sim 10\%$ -ánál ne legyen több. Az üstökösök hozzárendelt idő-adatoknak szintén nincs különös jelentősége, ezek teljesen tetszőleges értékek.

Külön szeretném kiemelni, hogy a 24. ábrán látható fénygörbék elkészítése során *nem* a 22. vagy 23. ábrák rekonstrukciója volt a cél. Az, hogy egy ilyen leegyszerűsített eljárás vég-eredménye a valós mérésekkel ilyen jól összehasonlítható eredményeket ad, csak valószínűséget kölcsönöz annak az elgondolásnak, amely szerint a β Pic és a KIC 3542116 csillagok rendszerében tényleg a 21. ábrán láthatóhoz hasonló objektumok találhatók.



24. ábra. A 73P/Schwassmann-Wachmann üstököstől várható fénygörbék különböző paraméterek mellett. Kék tisztán a tranzit (a csillag fényének visszaszórása és az elnyelés), piros az ehhez hozzáadott előreszórás, ami a felfényesedéseket okozza.

6.2. C/2020 F3 (NEOWISE)

A 2020-as év legszebb csillagászati látnivalója szinte kétséget kizárólag a C/2020 F3 (NEOWISE) volt. Ebben az évben két másik üstökösre (C/2019 Y4 és C/2020 F8) is olyan előrejelzések érkeztek, amelyek szerint szabad szemessé is válhatnak majd, ez azonban nem következett be, így a NEOWISE esetén személy szerint kisebb reményekkel vártam a potenciális nyári üstökös. Mint kiderült, indokolatlanul.

A szombathelyi ELTE Gothard Asztrofizikai Observatórium és Multidiszciplináris Kutatóközpontban eltöltött nyári gyakorlatomat sikerült pont úgy időzíteni, hogy ez az üstökös akkor legyen a legfényesebb. Bár a látvány a csillagda ablakából is kifejezetten szép volt, a város szélén elhelyezkedő épület nem veheti fel a versenyt egy hegyi kilátóval, így az obszervatórium több munkatársával kitelepültünk a mintegy 40 km-re lévő Ság hegyre, a 25. ábrán látható felvétel is ott készült, ez tette valóban feledhetetlen élménnyé a NEOWISE megfigyelését.



25. ábra. A C/2020 F3 (NEOWISE) üstökös és a Ság hegyre kitelepülő különítmény a szürkületben. A stáb tagjai (balról jobbra): Sztachó László, Szabó M. Gyula, Kálmán Szilárd, Szigeti László, Ruttkay Erzsébet és Derekas Alíz.

A Ság hegyi üstökös-megfigyelés célja azonban túlmutatott a pusztá gyönyörködésen – a NEOWISE éppen alkalmasnak ítéltetett az ezen fejezetben bemutatásra kerülő ábrák sorába, így egy, a szimulációkhoz alkalmas felvétel elkészítése is fontos szempont volt. Sajnálatosan az ott készült képek közül egyik sem volt megfelelő erre a célra, viszont mások több szerencsével jártak – így a 26. ábrán látható felvétel már kiválóan megfelelt a fénygörbék elkészítéséhez.

Amint az a 26. ábrán látszik (bár a csóva részletei szó szerint a homályba vesznek) a NEOWISE üstökös is kiválóan beleillik a szökőkút-modellbe, azonban a Schwassman-Wachmann 3-tól sokkal hosszabb csóvával rendelkezik (a szabadszemes megfigyelések idején $10 - 15^\circ$ is volt). Emellett persze nincs két egyforma üstökös, így jogos a kérdés, hogy milyen fénygörbét kaphatnánk a C/2020 F3 esetén. Ezt figyelembe véve nem meglepő a hasonlóság a 24. és a 27. ábrák között (ezáltal pedig a 22. és 23. ábrák esetén elmondottak itt is érvényesek). Fontos



26. ábra. A 27. ábrán látható fénygörbék szimulációjához használt felvétel a C/2020 F3 (NEOWISE) üstökösről. [Tuboly Vince expozíciója]

különbség azonban, hogy a NEOWISE-nál tapasztalható fénygörbék (különösen a 27. ábra 1. és 2. oszlopa) esetén sokkal hosszabb a felszálló ág, mint a leszálló – összevetve ezt a 24. ábrán láthatókkal.

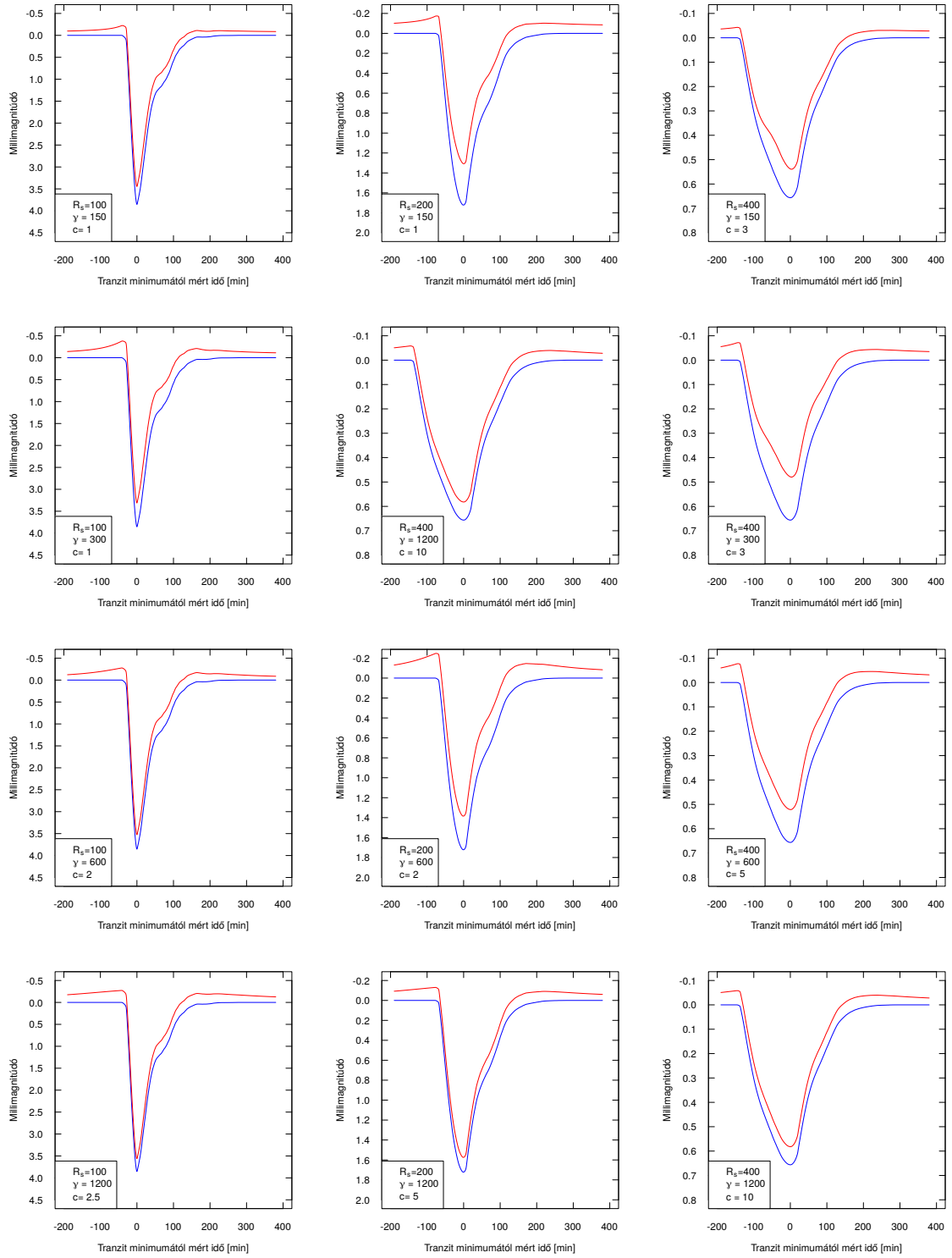
A NEOWISE és a Schwassman-Wachmann 3 kapcsán tárgyalt 22. és 23. ábrákon látható események csak bevezetőként szolgálnak az exoüstökösök vad világába, ezekre, amint az fentebb látható, létezik legalább plauzibilis magyarázat. Híres történet azonban a KIC 8462852 katalógusjelű csillag (közismertebb nevén Tabby csillaga, Boyajian-csillag, WTF¹⁶ csillag, Boyajian és mtsai. (2016)) fénygörbéjének (28. ábra) esete. Az űrtávcsövek korszakában számos algoritmus fut végig a kimért adatsorokon, mielőtt azok a kutatók „kezébe” kerülnének, ezeket együttesen *pipeline*-nak¹⁷ nevezzük, céljuk pedig többek között az, hogy eldöntsék, érdekes-e az adott fénygörbe (jelen esetben bolygóvadászati célokra). Amint az a 28. ábrán lévő fényességcsökkenéseken jól látszik, ezek egyáltalán nem hasonlítanak a Mandel és Agol (2002) által előállított modellre, így az adatsort a pipeline nem jelölte további vizsgálatra méltónak, manuális keresés eredményeként szereztünk egyáltalán tudomást róla. Ez önmagában is kiváló motivációt jelent az ebben a fejezetben bemutatott eredmények aktualitására és érvényességére. Az igazsághoz persze hozzátartozik, hogy a tudományos közösség olyannyira nem érti, hogy valójában mi történik Tabby csillaga esetén, hogy a lehetséges magyarázatok az üstököscsoporttól az idegen civilizáció által létrehozott megastruktúráig tart.

A más csillagok körül keringő szubsztelláris égitestek világa azonban valóban sokkal bővebb, mint amire a Naprendszerben látható objektumok által következtetni lehetne (pl. Gaidos és mtsai. 2019, 29. ábra). Gondolhatunk elpárolgó bolygóra, születő bolygóra, exoüstökösre, a lényeg azonban az, hogy valamilyen furcsa fényességcsökkenést tapasztalunk. Ezért azután a tudósközösségen belül kezd elterjedni a *dipper*¹⁸ kifejezés, talán elsősorban annak érdekében, hogy a nevezéktan hiánya ne hátráltassa az új felfedezéseket, és azok potenciális értelmezését.

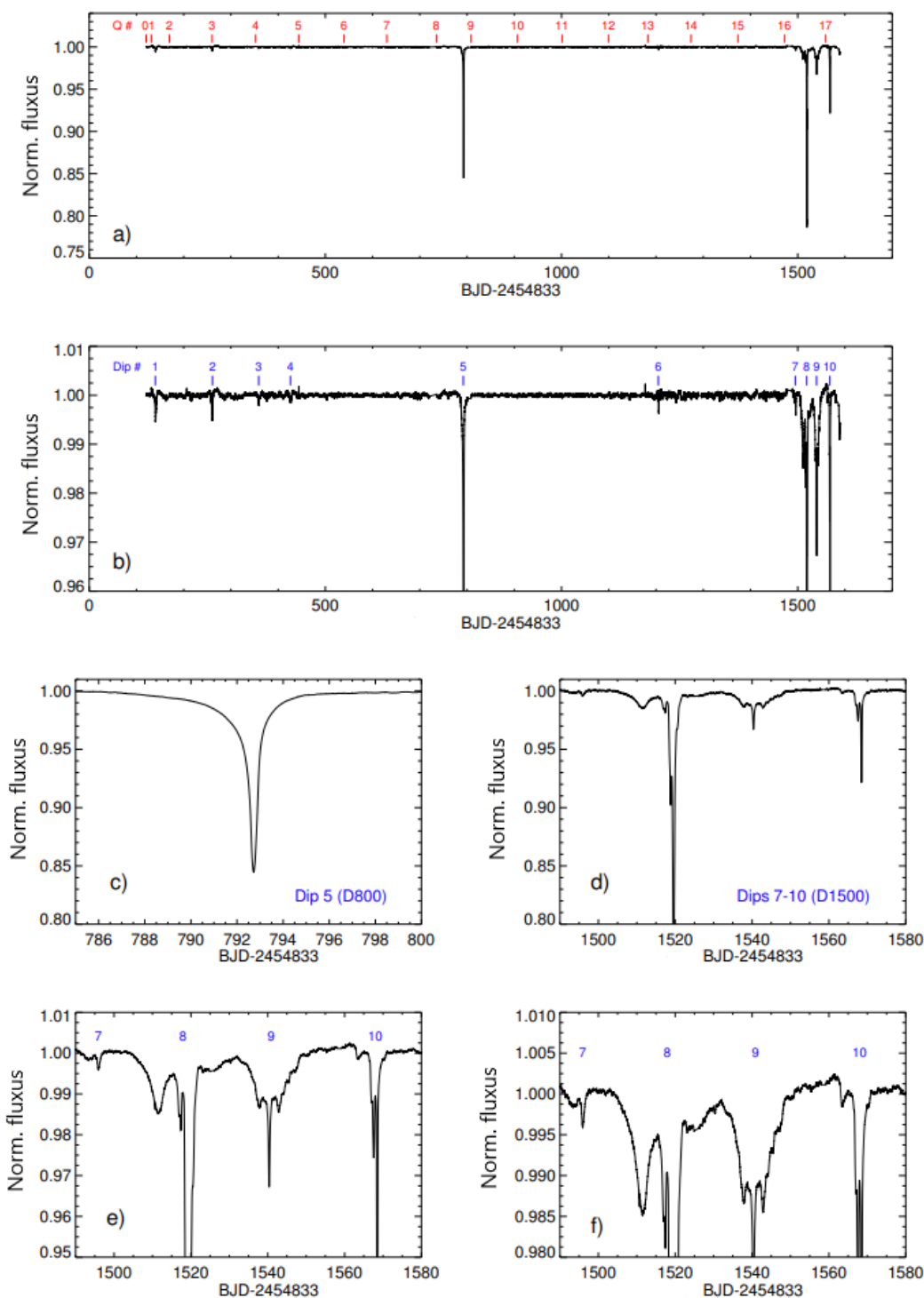
¹⁶Where's The Flux – hol a fluxus

¹⁷Fordításban csővezetéknek jelent.

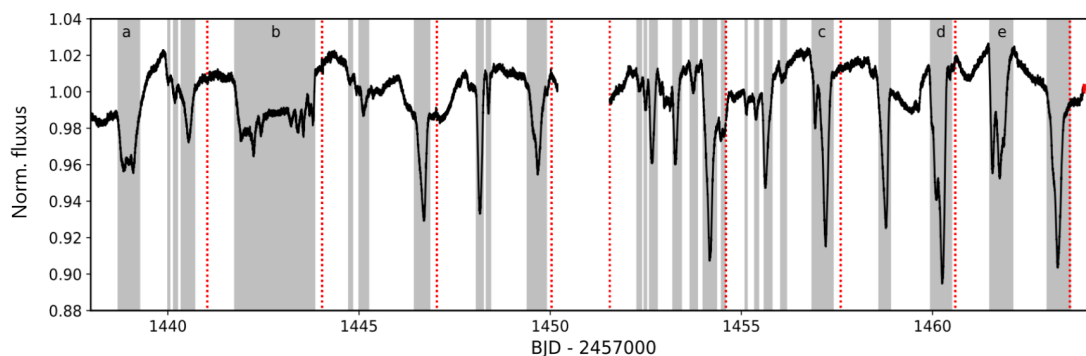
¹⁸Jelentése bukó, buvár lehet, utalva a fénygörbében a csillag elhalványodására/bebukására



27. ábra. A C/2020 F3 (NEOWISE) üstökös szimulált fénygörbéi különböző c és γ paraméterek mellett. Az üstökös egy kb. 200×800 px-es téglalappal fedhető le, így az $R_S = 100$ px, az $R_S = 200$ px és az $R_S = 400$ px méretű csillagok rendre egy a csillagánál sokkal nagyobb, a csillagánál nagyobb és a csillagával összemérhető üstököst jelölnek.



28. ábra. A KIC 8462852 jelű csillag esetén kimért fénygörbe (felső két panel). A legfelső panelen látható piros számok a Kepler-űrtávcső megfigyelési intervallumait jelölik, az alatta lévő panelen pedig a 10 fényességcsökkenési esemény látható kék számokkal megjelölve. Az alsó 4 panelen a 10 eseményből 6 került kiemelésre, és mint az jól látható, egyik sem hasonlít semmi korábban ismert jelenséghez – ez indította be a lehetséges magyarázatok széles tárházának megszületését. [Boyajian és mtsai. (2016) 1. ábra alapján.]



29. ábra. A TIC 284730577/8 jelű csillag(ok) TESS-űrteleszkóp által mért fénygörbéje. Piros szaggatott vonalak jelzik az űreszköz hajtóműveinek beindulását, amivel a forgást korrigálja. A szürke sávok a manuálisan megkeresett fényességcsökkenéseket, vagy dipeket jelölik – jól látható, hogy ezek a jelenségek közül a legtöbb szintén nem hasonlítható semmilyen korábban ismerthez. [Gaidos és mtsai. (2019) 1. ábra alapján]

6.3. C/2013 A1 (Siding Spring)

Amint az a 73P/Schwassmann-Wachmann üstökös esetében látható, az általam összeállított szimulációval lehet olyan fénygörbét kapni, amilyeneket valós objektumok esetén ki is mértek. Eddigi ismereteink határai a 24. ábrán láthatóhoz hasonló fénygörbékig terjednek ki, ez azonban, felveti a kérdést, hogy *mit lehetne még látni*, ha a bemenő paraméter nem egy szökőkút-modell, hiszen a Naprendszerből számos teljesen különböző alakú üstökös ismerünk. Továbbá, Zieba és mtsai. (2019) azért olyan alakú fénygörbét találtak, mert olyanokat kerestek¹⁹, így azután, ha sikerül megmutatni, hogy a „cápauszonyokon” kívül mit lenne még érdemes keresni, akkor az előrevihetné a felfedezett exoüstökösök eddig igen szerény világát.

Fontos megjegyezés a szimulációk korlátai kapcsán, hogy csak olyan üstökösfelvételekkel lehet érdemlegesen dolgozni, amelyeken a *teljes* üstökös látszik, egyébként ha pl. a csóvának csak egy töredéke látható, amint az a legtöbb fénykép esetén fennáll, akkor bizonyos anomáliák lépnek fel a szimulált fénygörbékben, ez pedig megnehezíti a cél elérését. Így az alkalmas felvételek száma igencsak korlátozottá vált.

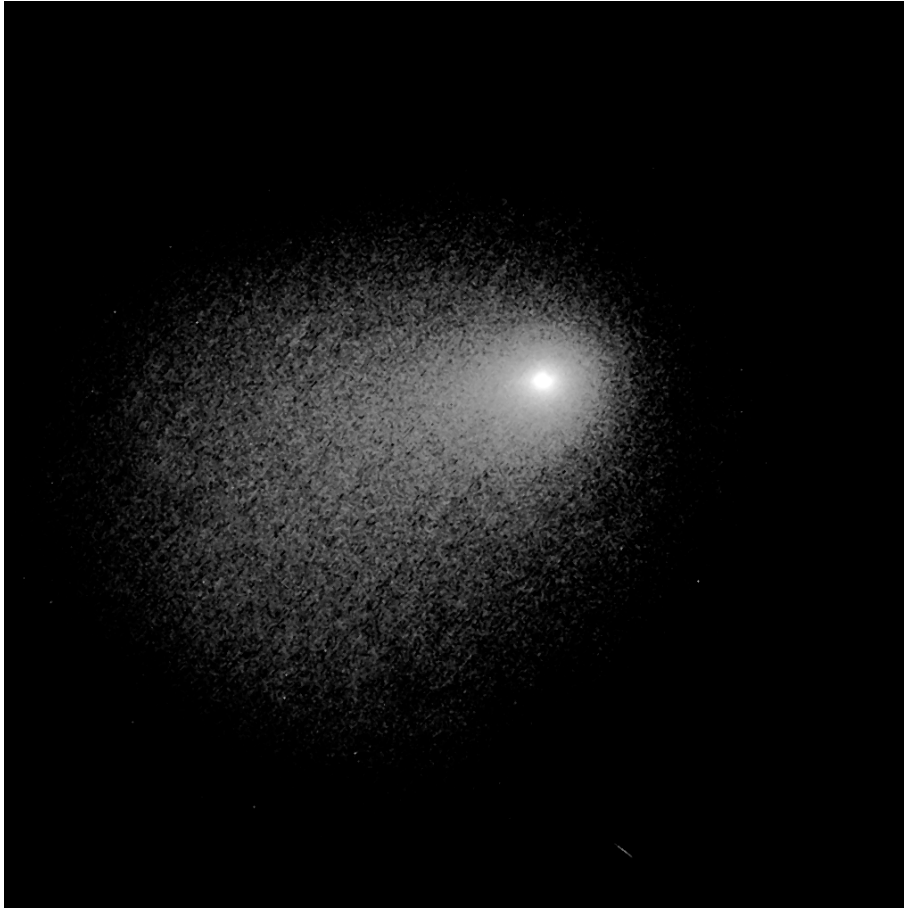
A közönségestől jelentősen, de nem radikálisan eltérő üstökös például a C/2013 A1 (30. ábra). Az objektumot, amint arról a neve is árulkodik, 2013-ban fedezték fel az ausztráliai Siding Spring Obszervatórium 0,5 méteres távcsövével (McNaught és mtsai., 2013), amelyről kiderül, hogy az Oort-felhőből²⁰ származó égitest lehet.

A 30. ábrán kb. 600×600 px-esnek látszó Siding Spring üstököstől várható fénygörbék elkészítése teljesen megegyezett a Schwassmann-Wachmann 3 esetén bemutatott módszerrel, így a 31. ábrán látható görbék már beleillenek a „milyen lehet még” kérdéskörbe. Ismét elmondható, hogy a három szimulált csillagméret ($R_S = 100$ px, $R_S = 150$ px és $R_S = 250$ px) rendre azt eredményezi, hogy a szimulált üstökös valamivel nagyobb a csillagánál, vagy közel összemérhető azzal.

A 21. és 31. ábrákon látható fénygörbék két közös tulajdonsága az aszimmetria és az elhalványodásnál hosszabb felfényesedés, ez azonban nem meglepő a két üstökösöt ábrázoló

¹⁹Ezt maga a szerző közölte egy konferencián.

²⁰A C/2013 A1-hez hasonló, apró, jeges objektumokat tömörítő, a Naprendszert körülvevő, ám a Naptól igen távol lévő hipotetikus burok



30. ábra. A Siding Spring üstökös képe a Hubble-űrteleszkóp Wide Field Camera műszerével készült, 3 darab, 2014 októberében készült expozícióból összeállított kompozit kép [Hubble Archive].

felvételeket összevetve.

6.4. 17P/Holmes

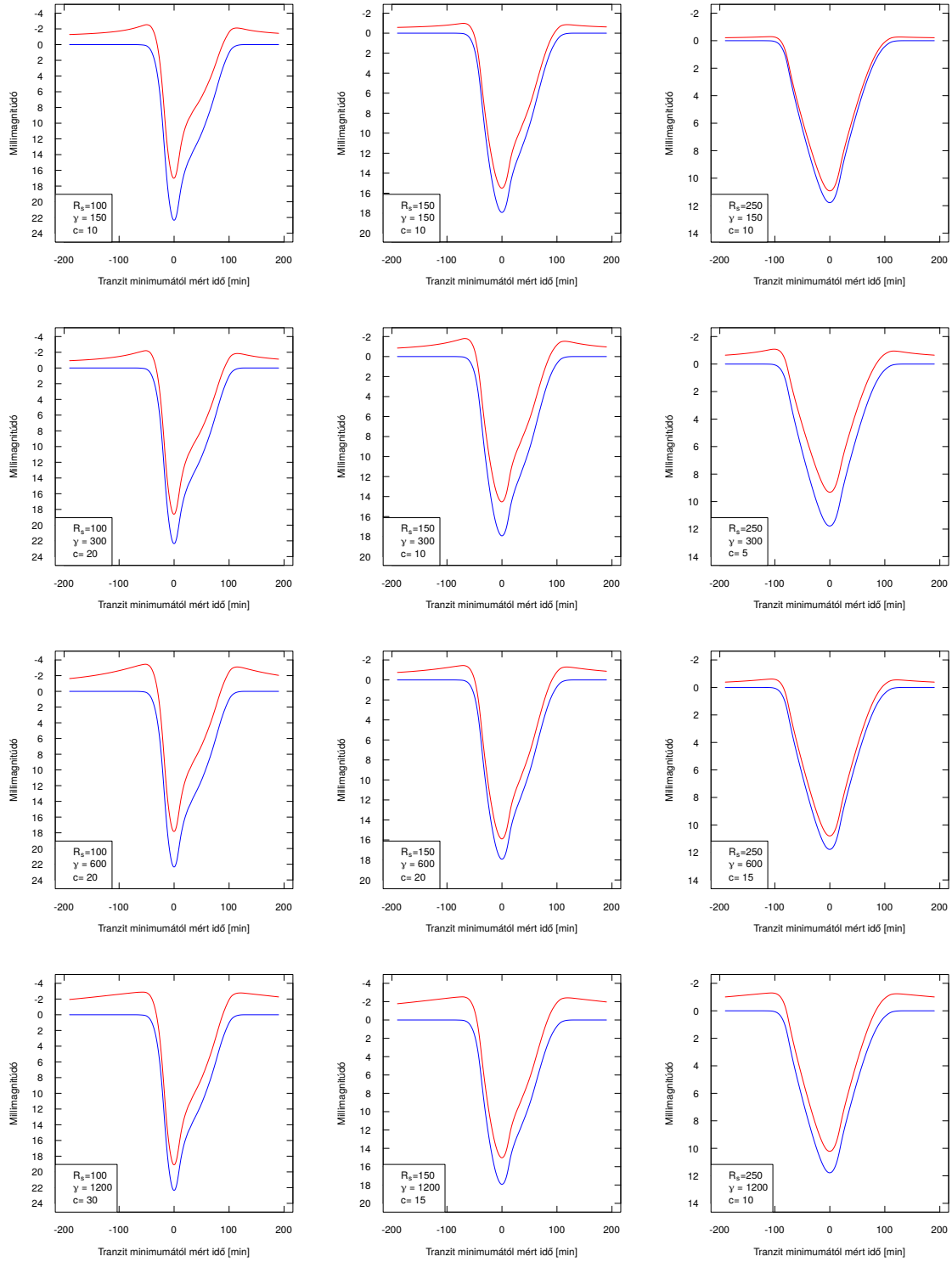
A 17P/Holmes jelű üstököst Edwin Holmes fedezte fel, 1892-ben (Holmes, 1892). Igazán érdekes 2007-ben lett, amikor 24 óra leforgása alatt 13-14 magnitúdónyit fényesedett fel (Miles, 2007) erős kitörések közepette és – természetesen csak átmenetileg – kiterjedését tekintve a Naprendszer legnagyobb objektumává vált.

A számomra rendelkezésre álló felvétel a Szegedi Csillagvizsgáló 40 cm-es, f/3, 05-ös távcsövével készült, 2007. november 1-jén (ez látható a 32. ábra közepén) – a kép elkészülésének időpontjában az üstökös kómájának átmérője kb. $1R_{\odot}$ volt.

A fénygörbék a már vázolt módszerrel történő szimulációja során fontos, hogy az üstököst ábrázoló képen látszó bármilyen egyéb jel (legyenek azok csillagok, vagy a kamera tökéletlenségei) felesleges zajhoz és esetleg anomáliákhoz vezethet. Mivel a Holmes-üstökösről rendelkezésemre álló felvétel volt az egyetlen olyan, ahol az ilyen zavaró tényezők eltávolítását nekem kellett elvégezni, szeretném ezt az eljárást is röviden bemutatni.

A csillagok fényének légkör-távcső-detektor rendszeren való áthaladása során kialakuló csillagprofil PSF-nek²¹ nevezzük – ez leginkább a zsúfolt csillagmezők (pl. gömbhalmazok)

²¹Point-Spread Function, pontkiszélesedési függvény



31. ábra. A C/2013 A1 üstökös fénygörbéi a 24. ábrán láthatóhoz hasonlóan: késsel tisztán a tranzit-, pirossal a különböző paraméterekkel számolt tranzit és előreszórás összege került ábrázolásra.

esetén végzett méréseknél jut szerephez. Alapesetben az IRAF²² *daophot* csomagja képes ennek megvalósítására, mégpedig a kép háttérének szórása és a PSF-profilok félértékszélességé-

²²Image Reduction and Analysis Facility



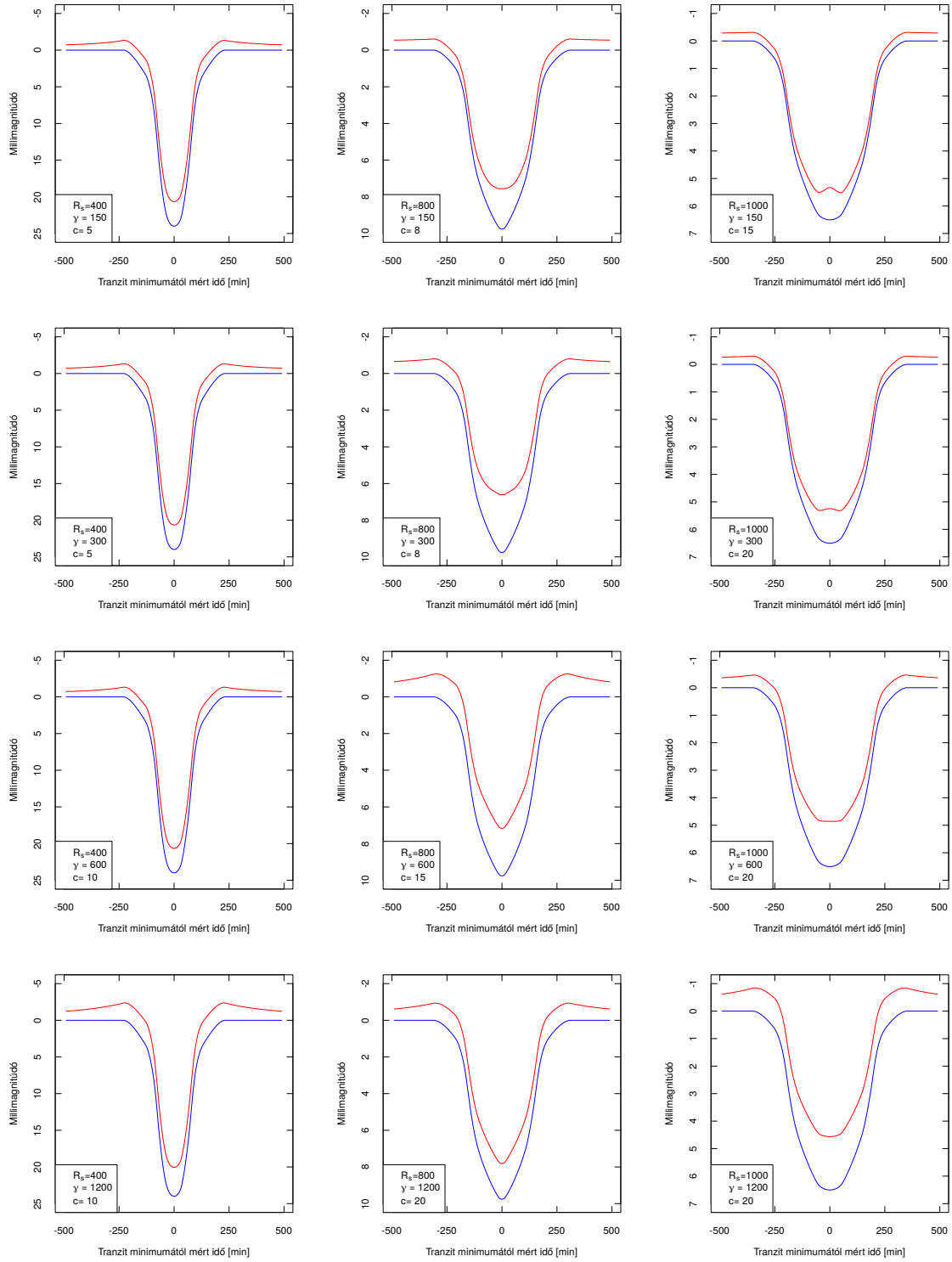
32. ábra. A 17P/Holmes üstökösről készült felvétel, valamint a kóma körül megjelenő halo reprezentációja. [Csák Balázs képe 2007. november 1-én készült a Szegedi Csillagvizsgáló 40 cm-es Newton-távcsövével.]

nek ismeretében. Jelen esetben azonban ez a módszer eredménye nem megfelelő minőségű, első körben azért, mert az üstökös kómáján keresztül látszó csillagok profilja eltér azoktól, amelyek ezen kívül látszanak. Azonban, mivel a csillagokról származó információra ebben az esetben nincs szükség, a *daofind* csomag által megtalált csillagok koordinátái alapján (ezen a koordináta-listán a *tvmark* taszk segítségével lehet változtatni) ez a probléma mégis kezelhető. A 32. ábrán látható kép esetén alkalmasnak bizonyult, hogy az azonosított csillagok koordinátáitól 6 px távolságra egy 2 px vastag gyűrűvel vegyem azokat körbe, majd a gyűrűben mérhető átlagos ADU értéket helyettesítsem az egyes csillagok helyére – az eredmény pedig magáért beszél.

A 17P/Holmes üstökösről készült jobb minőségű felvételeken látszik egy halvány körlap alakú halo is a kóma körül, ez szolgáltatta az ihletet a 32. ábrán látható halvány burok megszerkesztéséhez. Mivel csak kvalitatív eredmények elérése volt a cél, a halo ábrázolásánál különösebb figyelmet nem szenteltem a méretarányoknak – így a kb. 450×450 px-es képet egy 750 px sugarú körlap közepére helyeztem el.

Az így kapott kép sokkal inkább körszimmetrikus – természetesen – mint a Schwassman-Wachmann 3-at, vagy a Siding Spring-et ábrázolókat, közelebb helyezve ezzel a kapott fénygörbét egy felfúvódott és esetleg párolgó légkörű óráiasbolygó esetén megfigyelhetőhöz. Az $R_S = 400$ px, $R_S = 800$ px és $R_S = 1000$ px csillagsugarak esetén (amelyek a csillagánál valamivel nagyobb-, azzal összemérhető és annál valamivel kisebb objektumnak felelnek meg) kapott fénygörbék különböző c és γ értékek esetén a 33. ábrán láthatóak.

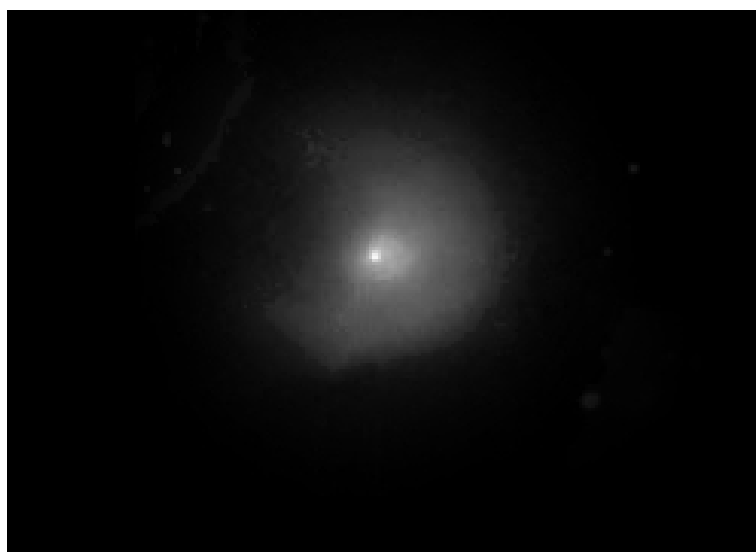
Különösen érdekesek a 33. ábrán azok a fénygörbék, amelyeknél a tranzit középideje környékén egy felfényesedő púpot lehet látni, ehhez hasonlókát ugyanis még nem fedeztek fel, de ez alapján látható, hogy érdemes lehet ilyeneket is keresni.



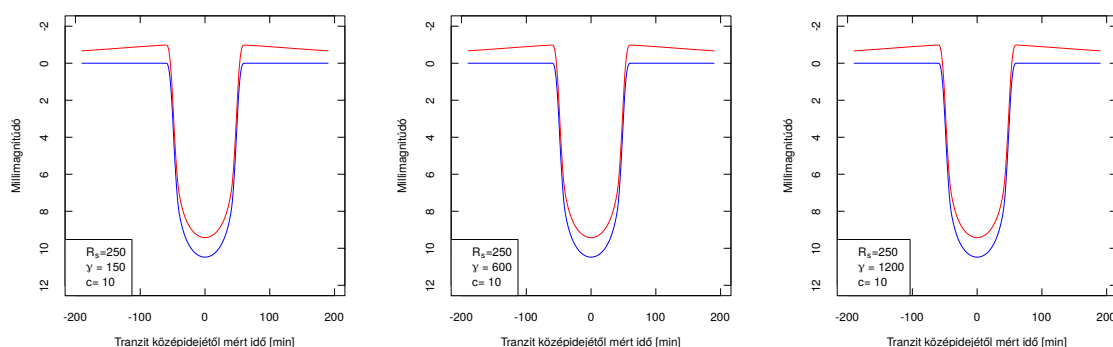
33. ábra. A 17P/Holmes üstökös fénygörbéi. Kékkel tisztán a tranzit (elnyelés és visszاسzórás), pirossal a tranzit és az előreszórás látható. Érdekes megfigyelni a jobb oszlop felső két paneljén a tranzit középideje környékén látható felfényesedéseket, ezek teljesen új gondolatmenetet ébreszthetnek.

6.5. 29P/Schwassmann-Wachmann

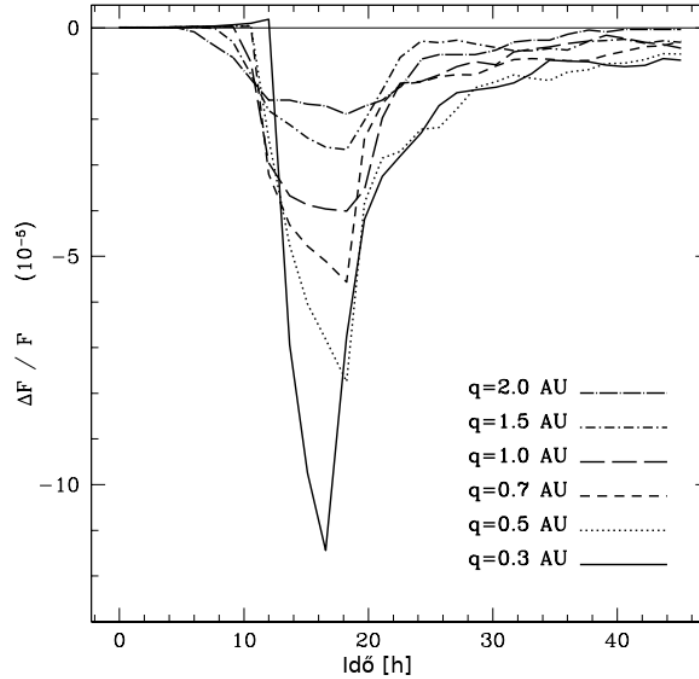
A különleges üstökösfelvételek sorát a 29/Schwassmann-Wachmann zárja, amelyet 1927. november 15-én készített felvételeken fedezett fel Arnold Schwassmann és Arno Arthur Wachmann (Kronk, 2005). Érdekessége, amint az a 34. ábrán is látszik, hogy a perihélum környékén végbemenő kitörések hatására egy spirális struktúra keletkezett, ez „veszi körül” a magot. Emellett, a kóma alakja is teljesen szokatlan, és annak ellenére, hogy első közelítésben jelentősen eltér a 2. fejezetben leírt és elemzett exobolygókra vonatkozó modelltől, a 35. ábrán (főként a kék, tisztán tranzitot tartalmazó görbék) jelentős hasonlóságot mutatnak a Mandel és Agol (2002) által leírthoz. Természetesen a legszembetűnőbb különbség a fényszórás okozta felfényesedés, ez alapján mindenképpen eldönthető lenne, hogy jelentős por és/vagy gáz játszik szerepet a fénygörbe kialakulásánál.



34. ábra. A 29P/Schwassmann-Wachmann üstökösről készült felvétel. [Sárneczky Krisztián képe 2017. augusztus 28-án készült a CSFK Piszkéstetői Obszervatóriumának 60/90 cm-es Schmidt-távcsövével.]



35. ábra. A 29P/Schwassmann-Wachmann üstököstől várható fénygörbék, különböző paraméterekkel. Kék tisztán a tranzit (elnyelés és visszaszórás), piros a tranzit és az előreszórás együttl. A 29P üstökös esetén nem volt lényegi különbség a csillag és az üstökös relatív méretének változtatása hatására a fénygörbében, így csak az $R_S = 250$ px-es csillagméret esetét (ami a nagyjából 50 px méretű kóma mellett egy, a csillagánál sokkal kisebb objektumot takar) tüntettem fel.



36. ábra. Elméleti fénygörbék különböző q periasztron-távolságokra [Lecavelier Des Etangs (1999) 3. ábra alapján.]

6.6. Összevetés korábbi eredményekkel

Lecavelier des Etangs (1999) egy teljesen más elképzelést követve számolt elméleti fénygörbéket exoüstökösök esetére: a csóva alakját egy elméleti eloszlásból véve, egyebek mellett a q periasztron távolságát változtatva a 36. ábrán látható görbéket kapta. Ezek a fénygörbék mind a cápauszony-képbe illenek bele, így nem meglepő módon jó egyezést mutatnak a fentebb tárgyalt 24. és 27. ábrákkal. Mindazonáltal az is érezhető a 31., 33. és 35. ábrák kapcsán, hogy időszerű a korábbi elgondolások felülvizsgálása.

Azt is meg kell jegyezni, hogy a 24., 27. és 30. ábrák esetén (főként a kisebb csillagsugaraknál) a felszálló ágon jelentkezik egy púp. Látható, hogy a 36. ábrán szintén lehet ahhoz hasonló jelenséget látni, ami arra utalhat, hogy az üstökös csóvájának bonyolultsága okozza ezt, ugyanakkor azt sem lehet kizárni, hogy a felvételek háttérének nemnulla pixelintenzitásai miatt keletkezik ez a „hupli”, sőt, az is elképzelhető, hogy a két effektus egyszerre játszik közre. A válasz erre a kérdésre azért nem egyértelmű, mert a képek három dimenziónyi információjából a fénygörbék elkészítése során csupán egyetlen dimenziónyi adat marad, abból pedig ilyen szintű tulajdonságokat nehéz visszanyerni.

7. Összefoglalás

A dolgozatomban az exobolygók és exoüstökösök fotometriai vizsgálata során kérdések elemzésével foglalkoztam, három alapvető kérdéskörre osztva ezeket (ld. 1. fejezet).

Az első kérdéskör vizsgálata során bemutattam az exobolygók fénygörbéjének Mandel és Agol (2002) által felállított modelljét, amely egy szélsőtétedett csillag előtt áthaladó teljesen átlátszatlan bolygókorongot vesz alapul. A későbbi szimulációkhoz felhasznált program alapját is itt vázolom. A bolygók lapultságának háromszín-fotometria által lehetővé tett detektáláshoz különböző f lapultsági paraméterű, különböző b ütközési paraméterű és különböző forgástengely és a keringési sík által bezárt szögű eseteket szimuláltam. Ezek vizsgálata során arra a következtetésre lehet jutni, hogy a lapultság hatása detektálható lehet az Ariel-űrteleszkóp 20 ppm-es várható pontosságával, továbbá a rendelkezésre álló három színszűrőben különböző mértékben tér el az elliptikus bolygók jele a gömb alakúakétól, ami a háromszín-fotometriától várható új eredmények egy fontos eleme. Emellett, a gyűrűvel rendelkező exobolygókról készült fénygörbéjét is fel lehet majd ismerni, azonban ezen vizsgálatok alapján azt ilyen egyszerű modellek segítségével nem lehet majd eldönteni, hogy tisztán gyűrűs, lapult, vagy lapult és gyűrűs exobolygóról van szó.

A második kérdéskör vizsgálata során az ARIMA folyamat segítségével klónozott korrelált zajmodell hatását vizsgáltam egy exobolygó fénygörbéjére. A meglévő, viszonylag rövid zajfájltra illesztve egy ARIMA modellt meghatározható, hogy hány AR és MA tagot kell figyelembe venni, illetve, hogy azok milyen koefficiensekkel számítsanak. Az illesztés segítségével tetszőlegesen hosszú zajmodellt lehet gyártani, ennek egyes szegmenseit felhasználva egy szimulált exobolygó-fénygörbét felzajosítottam, majd ezeket a FITSH/*lfit* kóddal megillesszettem. A bolygó ílmódon meghatározott paramétereinek eloszlását vizsgálva azt találtam, hogy a statisztikai mutatók kb. ötször akkora, mint ha tisztán fehér zajt vettünk volna csak figyelembe. Ez azért fontos, mert eddig tisztázatlan, hogy hogyan lehet becsülni a korrelált zaj torzítását a paraméterekre, viszont ezek az eredmények a tapasztalatokkal jó összhangban vannak.

A harmadik kérdéskör tárgyalása során először bemutattam az üstökösök csóvájának keletkezésére és azok leírására használt elméletet, majd 5 konkrét, Naprendszerbeli üstökös-ről készült felvételt felhasználva exoüstökös-fénygörbéket szimuláltam, különböző fényszórásmodelleket felhasználva. Az eddig ismert exoüstökös-fénygörbéket mind cápauszony-lefutást követik, ezzel jó összhangban van a 73P/Schwassmann-Wachmann és a C/2020 F3 (NEOWISE) felhasználásával kapott fénygörbe-sorozat is. A két említett üstökös közös tulajdonsága, hogy hosszú csóva jellemzi őket, azonban, ha nem ez a helyzet, mint ahogyan a C/2013 A1 (Siding Spring), a 17P/Holmes és a 29P/Schwassmann-Wachmann esetén látható, akkor a fénygörbék is ettől eltérnek. A β Pic rendszerben felfedezett exoüstökösök felfedezésénél komoly szerepet játszott, hogy éppen olyan alakú tranzitokat kerestek. Azzal, hogy bemutattam, hogy milyen széles „palettán” létezhetnek exoüstökösök, remélhetőleg egy hasonló kutatás alapgon-
dolatát fektettem le.

Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom témavezetőmnek, dr. Szabó M. Gyulának, akinek folyamatos közbenjárása nélkül a dolgozat egyetlen része sem valósulhatott volna meg. Köszönet illeti a Gothard Asztrofizikai Obszervatórium és Multidiszciplináris Kutatóközpont minden munkatársát, akik lehetővé tették a számos ott-tartózkodásomat és a kutatómunkához megfelelő környezetet biztosítottak. Köszönöm továbbá konzulensemnek, dr. Szatmáry Károlynak, aki a dolgozat elkészülte közben számos jó tanáccsal látott el. Végül, de nem utolsó sorban, köszönet illeti Sárneczky Krisztiánt és Tuboly Vincét egy-egy üstökösfelvétel rendelkezésemre bocsátásáért.

Hivatkozások

- [1] A’Hearn, M. F. *et al.*: Comet Bowell 1980b, *AJ*, **89**, 579 (1984)
- [2] Akinsanmi, B. *et al.*: Constraining the oblateness of transiting planets with photometry and spectroscopy, *MNRAS*, **497**, 3484 (2020)
- [3] Barnes, J. W. és Fortney, J. J.: Measuring the Oblateness and Rotation of Transiting Extra-solar Giant Planets, *ApJ*, **588**, 545 (2003)
- [4] Becker, R. A. *et al.*: The New S language, 455-456, CRC Press (2018)
- [5] Bond, G. P.: On the Light of the Sun, Moon, Jupiter, and Venus, *MNRAS*, **21**, 197 (1861)
- [6] Box, G. E. P. *et al.*: Time Series Analysis, 21-29, 64-66, WILEY SERIES IN PROBABILITY AND STATISTICS (2016)
- [7] Boyajian, T. S. *et al.*: Planet Hunters IX. KIC 8462852 - where’s the flux?, *MNRAS*, **457**, 3988 (2016)
- [8] Carrol, B. W. és Ostlie, D. A: An Introduction to Modern Astrophysics, 287-293, *Pearson*, 2014
- [9] Carter, J. A. és Winn, J. N.: Empirical Constraints on the Oblateness of an Exoplanet, *ApJ*, **709**, 1219 (2010)
- [10] Ferlet, R. *et al.*: The Beta Pictoris circumstellar disk, *A&A*, **185**, 267 (1987)
- [11] Fernández, J. A.: Comets: Nature, Dynamics, Origin, and their Cosmological Relevance, 41–50, 70–75, *Springer*, 2005
- [12] Finson, M. L. és Probst, R. F.: A theory of dust comets. I. Model and equations, *ApJ*, **154**, 327 (1968)
- [13] Fulle, M.: Motion of Cometary Dust, *Comets II* 565-575 (2004)
- [14] Gaidos, E. *et al.*: Planetesimals around stars with TESS (PAST) - I. Transient dimming of a binary solar analogue at the end of the planet accretion era, *MNRAS*, **488**, 4465 (2019)
- [15] Garai, Z.: Light-curve analysis of KOI 2700b: the second extrasolar planet with a comet-like tail, *A&A*, **611**, 63 (2018)
- [16] Halder, P. *et al.*: Dependence of light scattering properties on porosity, size and composition of dust aggregates, *Icar*, **312**, 45 (2018)
- [17] Heising, M. Z. *et al.*: A Search for Ringed Exoplanets Using Kepler Photometry, *ApJ*, **814**, 81 (2015)
- [18] Henyey, L. G. és Greenstein, J. L.: Diffuse radiation in the Galaxy, *ApJ*, **93**, 70 (1941)
- [19] Holmes, E.: Discovery of a new comet in Andromeda, *Obs*, **15**, 441 (1892)
- [20] Jewitt, D. *et al.*: A New Active Asteroid 313P/Gibbs, *AJ*, **149**, 81 (2015)

- [21] Keller, H. U. és Kührt, E.: Cometary Nuclei—From Giotto to Rosetta, *SSRv*, **216**, 114 (2020)
- [22] Kronk, G. W.: <https://cometography.com/pcomets/029p.html>
- [23] Lecavelier Des Etangs, A.: A library of stellar light variations due to extra-solar comets, *A&AS*, **140**, 15 (1999)
- [24] Mandel, K. és Agol, E.: Analytic Light Curves for Planetary Transit Searches, *ApJ*, **580L**, 171 (2002)
- [25] Mayor M. és Queloz D., A Jupiter-mass companion to a solar-type star, *Nature*, **378**, 355 (1995)
- [26] McNaught, R. H. *et al.*: Comet C/2013 A1 (Siding Spring), *CBET*, **3368**, 1 (2013)
- [27] Milne, F. A.: Radiative Equilibrium in the Outer Layers of a Star, *MNRAS*, **81**, 361 (1921)
- [28] Murray, C. D. és Dermott, S. F.: *Solar System Dynamics*, 149-150, Cambridge University Press (1999)
- [29] Pál, A.: FITSH- a software package for image processing, *MNRAS*, **421**, 1825 (2012)
- [30] Pál, A.: Tools for discovering and characterizing extrasolar planets, PhD Thesis (2009)
- [31] Perryman, M.: *The Exoplanet Handbook*, 200-203, Cambridge University Press (2018)
- [32] Rappaport, S. *et al.*: Likely transiting exocomets detected by Kepler, *MNRAS*, **474**, 1453 (2018)
- [33] Reach, W. T. *et al.*: Distribution and properties of fragments and debris from the split Comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3 as revealed by Spitzer Space Telescope, *Icar*, **203**, 571 (2009)
- [34] Sánchez-Bajo, F. *et al.*: Measuring solar limb-darkening with modest equipment, *Eur. J. Phys.*, **23**, 323 (2002)
- [35] Seager, S. és Mallén-Ornelas, G.: A Unique Solution of Planet and Star Parameters from an Extrasolar Planet Transit Light Curve, *ApJ*, **585**, 1038 (2003)
- [36] Sucerquia, M. *et al.*: Scattered light may reveal the existence of ringed exoplanets, *MNRAS*, **496L**, 85 (2020)
- [37] Szabó, Gy. M. *et al.*: High-precision photometry with Ariel, *Exp. Astron.*, *bírálatra benyújtva* (2021)
- [38] Szabó, Gy. M.: Szubsztelláris égitestek naprendszerekben, *Értekezés az MTA doktora címért*, 2012
- [39] Teachey, A. és Kipping, D. M.: Evidence for a large exomoon orbiting Kepler-1625b, *Sci. Adv.*, **4**, 10 (2018)
- [40] Wade, R. A. és Ruciński, S. M.: Linear and quadratic limb-darkening for a large grid of LTE model atmospheres, *A&AS*, **60**, 471 (1985)

- [41] Whipple, F. L.: A comet model. I. The acceleration of comet Encke, ApJ, **111**, 375 (1950)
- [42] Zhao, J. *et al.*: Approximations of the Scattering Phase Functions of Particles, AAS, **23**, 802 (2006)
- [43] Zieba, S. *et al.*: Transiting exocomets detected in broadband light by TESS in the β Pic-toris system, A&A, **625**, 13 (2019)
- [44] <https://hu.wikipedia.org/wiki/Fénynyomás>
- [45] https://en.wikipedia.org/wiki/Autoregressive_integrated_moving_average